

UNIVERSIDADE NOVA DE LISBOA

Faculdade de Ciências e Tecnologia

Departamento de Engenharia Civil

Simulação tridimensional de escoamentos fluviais

David Ricardo Fernandes Tiago

Dissertação apresentada na Faculdade de Ciências e Tecnologia
da Universidade Nova de Lisboa para obtenção do grau de
Mestre em Engenharia Civil – Perfil de Construção

Orientador: Professor Doutor João G.A.B. Leal

2011

Agradecimentos

A presente dissertação é o resultado do muito empenho e esforço dedicado à realização do Mestrado em Engenharia Civil, na Faculdade de Ciência e Tecnologia da Universidade Nova de Lisboa. Ainda que todo o seu processo de construção seja individual, um agradecimento a todos os que me apoiaram será certamente necessário, visto que sem o seu contributo não seria possível atingir os objectivos que nos propusemos atingir.

Direcciono, em primeiro lugar, um agradecimento ao meu orientador Professor João Leal, pela simpatia, amizade, pela energia e empenho demonstrados ao longo de todo o trabalho, pela partilha de conhecimento sobre o tema e, sobretudo, pela atenção e disponibilidade constante na análise de resultados e na revisão do texto.

À Eng. Marina Filonovich, pela sua ajuda e incentivo, um muito obrigado.

Agradeço aos meus colegas, David Pinto e Eduardo Teixeira, os dados experimentais fornecidos a partir das suas Dissertações de Mestrado, para comparação com os resultados computacionais do presente trabalho.

Aos meus pais, um muito obrigado por a hipótese de realizar este projecto, pela amizade, força, apoio e carinho transmitidos.

À minha namorada, por todo o amor, motivação e apoio demonstrados durante toda esta etapa.

Por fim, a todos os meus amigos e colegas que, de alguma forma, contribuíram para a minha evolução e desenvolvimento pessoal e profissional.

Resumo

O presente trabalho tem como objectivo a contribuição para o estudo das cheias em rios, em particular, para a elaboração de mapas de risco de inundação através da implementação de técnicas numéricas para análise de escoamentos turbulentos, tridimensionais, incompressíveis e isotérmicos, com o programa ANSYS® CFX.

Em situações de cheias, a capacidade de vazão do leito principal dos rios não permite que o escoamento se faça apenas nesse leito, mas também nos campos adjacentes, denominados por leitos de cheia. Assim sendo, a configuração característica dos rios em situações de cheia é a de um leito com secção composta. O escoamento no leito principal entra em interacção com o escoamento no(s) leito(s) de cheia, tipicamente de menor profundidade e consequentemente mais lentos. As características destes escoamentos não se encontram suficientemente definidas, principalmente devido à referida interacção entre o escoamento nos leitos.

A relevância deste tema está relacionada com a necessidade de simular adequadamente o escoamento em regime uniforme, ou não uniforme, que ocorre na maioria dos rios e ribeiras e que se caracteriza por um complexo campo turbulento tridimensional.

A componente numérica incluiu a recolha e tratamento de dados a partir de simulações computacionais no que se refere à estrutura turbulenta do escoamento e suas alterações para diferentes alturas relativas, abrangendo situações de regime uniforme e regime não uniforme. A componente simulada com um modelo isotrópico k - ϵ foi comparada com os resultados que foram obtidos experimentalmente no Departamento de Hidráulica e Ambiente, Pavilhão de Hidráulica Fluvial do Laboratório Nacional de Engenharia Civil (LNEC).

Palavras chave: canais de secção composta; escoamento uniforme e não uniforme; camada de mistura; modelação 3D; CFD.

Abstract

This work aims at contributing to the study of floods in rivers, in particular for the elaboration of flooding maps through the implementation of numerical techniques for analysis of turbulent flows, three-dimensional, incompressible and isothermal, with ANSYS® CFX.

In flood cases, the flow capacity of the main river bed is exceeded and the flow occupies not only in the main channel but also in adjacent fields, called overbank. Thus, the typical configuration of the rivers in flood situations is a bed-section compound. The flow in the main channel interacts with the overbank flow, typically with less deep and therefore slower. The flow characteristics are not sufficiently defined mainly due to that interaction between the beds.

The relevance of this issue is related to the need of simulating uniform and non-uniform flows that occur in most rivers and streams, and are characterized by a complex three-dimensional turbulent field.

The numerical component included the collection and processing of data from computer simulations in relation to the structure of turbulent flow and its changes related to different heights, including situations of uniform rules and rules are not uniform. The simulations obtained with an isotropic k - ε model were compared with simulated results that were obtained experimentally at the Department of Hydraulics and Environment, Pavilion of Fluvial Hydraulics at the National Laboratory of Civil Engineering (LNEC).

Key words: compound channel, uniform and non-uniform flow; mixing layer; 3D modeling; CFD.

Simbologia

<i>Símbolo</i>	Significado
h	altura de água no leito de cheia
H	altura de água no leito principal
h_r	altura relativa
$u_i = u, v, w$	componentes de velocidade de escoamento segundo x, y e z, respectivamente
ρ	massa volúmica
p	pressão
\bar{p}	pressão média
T	tensor das tensões desviadoras
f	forças de massa
I	matriz de identidade 3×3
S	taxa de deformação
u'	flutuação da velocidade de escoamento
$U_i = U, V, W$	média temporal das componentes da velocidade de escoamento segundo x, y e z, respectivamente
U_p	velocidade média em profundidade, segundo a direcção x
U_s	velocidade média na secção, segundo a direcção x
t	tempo
Q	caudal
k	energia cinética turbulenta
κ	constante de Von Kármán
L	escala de comprimento
C_k	constante empírica da função (21)
$C_k, C_{\varepsilon 1}, C_{\varepsilon 2}, \sigma_k, \sigma_\varepsilon$	constantes empíricas das funções (23) e (24)
X	valor na posição X
z	cota geométrica vertical

δ	função delta de Kronecker
μ	primeiro coeficiente de viscosidade
λ	segundo coeficiente de viscosidade
μ_t	viscosidade turbulenta
ε	taxa de dissipação de k
σ	tensão normal
τ	tensão tangencial
τ_0	tensão de arrastamento
∇	vector de derivadas de espaço

Acrónimos

CFD	Dinâmica de Fluidos Computacional
DNS	Simulação Numérica Directa
LES	Simulação de Grande Escala
LC	Leito de Cheia
LP	Leito Principal
RANS	<i>Reynolds Average Navier-Stokes</i>
FCF	<i>Flood Channel Facility, HR Wallingford, Reino Unido</i>

Índice

1.INTRODUÇÃO	1
1.1.Objectivos e justificação.....	1
1.2.Estrutura da dissertação	3
2.REVISÃO BIBLIOGRÁFICA	5
2.1.Caracterização do escoamento em canais de secção composta.....	5
2.2.Equações de Navier-Stokes e RANS.....	8
2.3.Modelos de fecho da turbulência.....	12
2.4.Aplicação de modelos 3D a escoamentos em canais de secção composta.....	15
3.APLICAÇÕES COMPUTACIONAIS DE DINÂMICA DOS FLUIDOS (CFD)	21
3.1.Aspectos gerais	21
3.2.Pré-processador	21
3.3.Algoritmos	21
3.4.Pós-processador	22
3.5.Malhas	23
3.6.Condições de fronteira.....	27
4.SIMULAÇÃO DE ESCOAMENTOS UNIFORMES.....	29
4.1.Descrição da simulação e do pré-processamento	29
4.2.Verificação da validade do procedimento de subdivisão do canal em dois trechos.....	30
4.3.Verificação do desenvolvimento da camada limite e da camada de mistura	34
4.4.Verificação do estabelecimento do regime uniforme	39
4.5. Análise da estrutura turbulenta	42
4.6. Avaliação da performance do modelo	46
5.SIMULAÇÃO DE ESCOAMENTOS NÃO UNIFORMES	49
5.1.Descrição da simulação e do pré-processamento	49
5.2. Verificação da validade do procedimento de subdivisão do canal em dois trechos.....	49
5.3. Verificação do desenvolvimento da camada limite e da camada de mistura	52
5.4. Verificação do desenvolvimento do regime não uniforme.....	54
5.5. Análise da estrutura turbulenta	57
5.6.Avaliação da performance do modelo	61
6.CONCLUSÃO E PROPOSTAS PARA ESTUDOS FUTUROS.....	63
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	67

Índice de Quadros

1 – Constantes empíricas do modelo $k-\varepsilon$	14
2 – Valor dos caudais fornecidos pelo LNEC, regime uniforme	31
3 – Valor dos caudais fornecidos pelo LNEC, regime não uniforme	52

Índice de Figuras

1 – Exemplo de cheia (Rio dos Sinos, Brasil 2008)	1
2 – Estrutura turbulenta de um escoamento em secção composta (adaptada de Shiono e Knight, 1991)	6
3 – Fluxograma da relação do escoamento no leito principal com as correntes secundárias (adaptada de Nezu, 1994)	7
4 – Vista em planta de um escoamento em canal de seção composta. Vórtices de larga escala com eixo vertical (adaptada de Sellin, 1964)	7
5 – Diferentes alturas de escoamento num canal de secção composta	8
6 – Tipos de elementos que constituem uma malha em 3D (retirado do manual ANSYS, 2009)	24
7 – Elemento com malha tetraédrica (retirado do manual ANSYS, 2009)	26
8 – Elemento com malha em hexaedro (retirado do manual ANSYS, 2009)	27
9 – Secção transversal do canal	29
10 – Canal de secção composta com malha hexaédrica	30
11 – Comparação da evolução longitudinal dos caudais experimentais e do modelo $k-\varepsilon$ ($h_r=0,2$)	31
12 – Evolução longitudinal dos caudais e da altura de água ($h_r=0,2$)	32
13 – Isolinhas correspondentes à velocidade média no tempo U para X4000 out ($h_r=0,2$)	32
14 – Isolinhas correspondentes à velocidade média no tempo U para X4000 in ($h_r=0,2$)	32
15 – Comparação da evolução longitudinal dos caudais experimentais e do modelo $k-\varepsilon$ ($h_r=0,3$)	33
16 – Evolução longitudinal dos caudais e da altura de água ($h_r=0,3$)	33
17 – Isolinhas correspondentes à velocidade média no tempo U para X4000 out ($h_r=0,3$)	34
18 – Isolinhas correspondentes à velocidade média no tempo U para X4000 in ($h_r=0,3$)	34
19 – Desenvolvimento da camada limite ao longo de uma superfície sólida (adaptada de Massey, 2002)	35
20 – Perfis verticais de velocidade para $h_r=0,2$	35

21 – Perfis verticais de velocidade para $h_r=0,3$	36
22 – Isolinhas experimentais e numéricas correspondentes à velocidade média no tempo U para X3000, X5000 e X7500 (regime uniforme $h_r=0,2$)	37
23 – Isolinhas experimentais e numéricas correspondentes à velocidade média no tempo U para X3000, X5000 e X7500 (regime uniforme $h_r=0,3$)	38
24 – Distribuição transversal da velocidade média em profundidade U_p , dados experimentais e dados simulados, para $h_r=0,2$	40
25 – Distribuição transversal da velocidade média em profundidade U_p , dados experimentais e dados simulados, para $h_r=0,3$	40
26 – Perfis das tensões de arrastamento, dados experimentais e simulados, em secção transversal para $h_r=0,2$	41
27 – Perfis das tensões de arrastamento, dados experimentais e simulados, em secção transversal para $h_r=0,3$	41
28 – Tensões de <i>Reynolds</i> X7500 para uma $h_r=0,2$	43
29 – Tensões de <i>Reynolds</i> X7500 para uma $h_r=0,3$	44
30 – Viscosidade Turbulenta X7500 para $h_r=0,2$	45
31 – Viscosidade Turbulenta X7500 para $h_r=0,3$	45
32 – Energia Cinética Turbulenta X7500 para uma $h_r=0,2$	45
33 – Energia Cinética Turbulenta X7500 para uma $h_r=0,3$	45
34 – Performance do modelo numérico com modelo experimental para a velocidade de escoamento u e $h_r=0,2$ (X3000, X5000 e X7500)	46
35 – Performance do modelo numérico com modelo experimental para a velocidade de escoamento u e $h_r=0,3$ (X3000, X5000 e X7500)	47
36 – Comparação da evolução longitudinal dos caudais experimentais e do modelo $k-\varepsilon$ ($h_r=0,2 +19\%$)	49
37 – Evolução longitudinal dos caudais e da altura de água ($h_r=0,2 +19\%$)	50
38 – Isolinhas correspondentes à velocidade média no tempo U para X4000 <i>out</i> ($h_r=0,2 +19\%$)	50
39 – Isolinhas correspondentes à velocidade média no tempo U para X4000 <i>in</i> ($h_r=0,2 +19\%$)	50
40 – Comparação da evolução longitudinal dos caudais experimentais e do modelo $k-\varepsilon$ ($h_r=0,2 -19\%$)	51

41 – Evolução longitudinal dos caudais e da altura de água ($h_r=0,2$ -19%).....	51
42 – Isolinhas correspondentes à velocidade média no tempo U para X4000 <i>out</i> ($h_r=0,2$ - 19%).....	51
43 – Isolinhas correspondentes à velocidade média no tempo U para X4000 <i>in</i> ($h_r=0,2$ -19%).	52
44 – Isolinhas experimentais e numéricas correspondentes à velocidade média no tempo U para X3000, X6000 e X7500 (regime uniforme $h_r=0.2$ +19%).....	53
45 – Isolinhas correspondentes à velocidade média no tempo U do ensaio experimental na $h_r=0.2$ (-19%), X5000.....	54
46 – Isolinhas correspondentes à velocidade média no tempo U do ensaio simulado na $h_r=0,2$ (-19%), X5000	54
47 – Distribuição transversal da velocidade média em profundidade U_p , dados experimentais e dados simulados, para $h_r=0,2$ (+19%).....	55
48 – Perfis das tensões de arrastamento, dados experimentais e simulados, em secção transversal para $h_r=0,2$ (+19%).....	56
49 – Distribuição transversal da velocidade média em profundidade U_p , dados experimentais e dados simulados, para $h_r=0,2$ (-19%).....	56
50 – Perfis das tensões de arrastamento, dados experimentais e simulados, em secção transversal para $h_r=0,2$ (-19%).....	57
51 – Tensões de Reynolds X7500 para uma $h_r=0,2$ (+19%).	58
52 – Tensões de Reynolds X7500 para uma $h_r=0,2$ (-19%)	59
53 – Viscosidade Turbulenta X7500 para $h_r=0,2$ (+19%).....	60
54 – Viscosidade Turbulenta X7500 para $h_r=0,2$ (-19%).....	60
55 – Energia Cinética Turbulenta X7500 para uma $h_r=0,2$ (+19%).....	60
56 – Energia Cinética Turbulenta X7500 para uma $h_r=0,2$ (-19%).....	61
57 – Performance do modelo numérico com modelo experimental para a velocidade de escoamento u , $h_r=0,2$ (+19%), X3000, X5000 e X7500.....	61
58 – Performance do modelo numérico com modelo experimental para a velocidade de escoamento u , $h_r=0,2$ (-19%), X5000.....	62

1.INTRODUÇÃO

1.1.Objectivos e justificação

As cheias fluviais, fenómenos naturais de grande importância, são provocadas por precipitações moderadas mas permanentes, ou por precipitações bastante intensas concentradas no tempo, correspondentes a um excesso de precipitação. Este excesso de precipitação é conduzido pelo leito principal, aumentando muito os caudais fluviais e provocando inundação das margens e das áreas adjacentes, também denominados por leitos de cheia (Fig. 1). No entanto, a forma como o escoamento se processa no caso de inundação não se encontra bem definido, principalmente devido às zonas de interacção do escoamento mais lento, nos leitos de cheia (LC), com o escoamento mais rápido, no leito principal (LP).



Figura 1 – Exemplo de cheia (Rio dos Sinos, Brasil 2008)

Actualmente, as cheias constituem um dos perigos mais frequentes a que o Homem está sujeito, e são o fenómeno que maiores prejuízos provoca anualmente (tanto em vidas humanas, como em danos financeiros). Os impactos sócio-económicos nas regiões afectadas são geralmente significativos (Directiva 2007/60/CE, 23 de Outubro de 2007). Daí a extrema importância da simulação deste tipo de escoamentos, para se delimitar as referidas zonas inundáveis, para se elaborarem planos de emergência e para o suporte de decisões que envolvam ordenamento do território.

A aprovação, no Parlamento Europeu, em 25 de Abril de 2007, da Directiva do Parlamento Europeu e do Conselho relativa à avaliação e gestão dos riscos de inundações (Directiva 2007/60/CE, 23 de Outubro de 2007) realça a importância dessa matéria. Esta directiva “tem por objectivo estabelecer um quadro para a avaliação e gestão dos riscos de inundações, a fim de reduzir as consequências associadas às inundações na Comunidade, prejudiciais para a saúde humana, o ambiente, o património cultural e as actividades económicas”. Desta forma, a cartografia das áreas inundáveis em zonas de risco, a coordenação no interior de bacias hidrográficas comuns e a elaboração de planos de gestão dos riscos de inundação são actividades de relevância a levar a cabo.

O presente trabalho consiste no estudo e implementação de técnicas numéricas para análise de escoamentos turbulentos, tridimensionais, incompressíveis e isotérmicos, empregando técnicas numéricas com o programa ANSYS® CFX.

As técnicas numéricas para escoamentos turbulentos podem ser classificadas da seguinte forma:

1. Modelos de fecho da turbulência.
2. Simulação Numérica Directa (Direct Numerical Simulation - DNS).
3. Simulação de Grandes Escalas (Large Scale Simulation - LES).

No âmbito da dissertação apenas irá ser analisado, com mais pormenor, o modelo de fecho da turbulência de duas equações k - ϵ (2.3).

A modelação em 3D do escoamento turbulento em canais é um assunto muito complexo, uma vez que as estruturas turbulentas de pequena escala (turbilhões¹) têm uma dimensão com ordem de 10^{-3} mais pequena do que as estruturas de grande dimensão (vórtices de larga escala), cujas dimensões são da ordem de grandeza da profundidade de escoamento (Nezu, 1993). Isto significa que para resolver numericamente as equações que regem o escoamento, equações de Navier-Stokes (NSE) e a equação de continuidade, num domínio tridimensional seria necessário utilizar uma malha com pelo menos 10^9 nós (Rodi, 1993). Uma maneira possível de resolver estas equações é através da Simulação Numérica Directa (DNS) que consiste em resolver as equações de Navier-Stokes directamente, sem a imposição de um modelo, o que implica uma malha suficientemente pequena para resolver todos os espectros de frequência, ou através da Simulação de Grandes Escalas (LES) que simula directamente e em grande escala a turbulência com uma malha grossa, enquanto os fenómenos referentes às escalas inferiores são aproximados por um modelo de escala de sub-malha (Nezu, 1993). A aplicação de ambas as simulações, DNS e LES, ainda é um processo muito dispendioso ou seja, requer um esforço computacional extremamente elevado.

Devido a este facto, tem-se utilizado uma aproximação mais simples, baseada nas Equações Médias de Reynolds 3D (RANS - *Reynolds Average Navier-Stokes*). Este método permite o aparecimento de correlações entre as flutuações das velocidades turbulentas das flutuações, fazendo com que seja necessário o uso de modelos de fecho da turbulência envolvendo conhecimento empírico. Os modelos de fecho da turbulência mais comuns são: o modelo comprimento de mistura; o modelo k - ϵ ; o modelo tensões de Reynolds; e o modelo tensões algébricas.

Hoje em dia são utilizados *software* de Dinâmica de Fluidos Computacional (CFD) que evitam que os investigadores tenham de desenvolver novos esquemas numéricos para resolver os RANS e os modelos de fecho da turbulência. Vários estudos já foram realizados para o escoamento em canais com recurso a alguns programas comerciais como é o caso do CFX, FLUENT e FLOW3D (Wright, 2001).

A modelação 3D é um instrumento muito útil, mas não substitui os ensaios laboratoriais. A combinação dos dois é necessária para permitir uma melhor compreensão do comportamento do escoamento dos caudais nos rios e para calibração e validação dos modelos numéricos.

¹ Tradução do termo “eddies” de origem anglo-saxónica

A presente dissertação tem como principal objectivo a caracterização do escoamento quando este se processa, simultaneamente, no leito principal e nos leitos de cheias. Neste contexto, definiram-se as seguintes etapas de trabalho:

- Verificação do comportamento do escoamento em situação de regime uniforme, para uma dada altura de água escoada (situação padrão);
- Caracterização do comportamento do escoamento, também em situação de regime uniforme, mas em função da variação da altura de água relativa;
- Caracterização do escoamento em condições de regime não uniforme, para averiguar a importância das transferências de massa entre os leitos principal e de cheias;
- Avaliação da performance do modelo $k-\varepsilon$ de duas equações e análise crítica dos resultados.

O trabalho desenvolvido na presente dissertação enquadra-se no programa de trabalhos dos seguintes projectos de investigação financiados pela Fundação para a Ciência e a Tecnologia:

- “Escoamentos pouco profundos: influência das transferências de massa devidas à difusão turbulenta” Cooperação Portugal/França Programa Pessoa 2009-2010 Proc. 441.00 França.
- “Medição e Modelação da Turbulência em Escoamentos em Canais com Secção Composta” PTDC/ECM/70652/2006.
- “Modelação numérica da turbulência em escoamentos em canais com secção composta” Bolsa de Doutoramento SFRH/BD/64337/2009.

Refira-se que no âmbito do primeiro projecto, os resultados obtidos na presente dissertação permitiram a apresentação da comunicação intitulada “Numerical modelling of compound channel flows using RANS” de M. Filonovich, D. Tiago, L. Rojas-Solórzano e J. Leal, efectuada no Instituto de Investigação Cemagref em Lyon, França, em Dezembro de 2010.

1.2.Estrutura da dissertação

A presente dissertação é composta por cinco capítulos que compreendem sinteticamente as duas grandes fases do trabalho desenvolvido: o desenvolvimento e a análise crítica dos resultados. A elaboração do documento foi precedida de uma fase de pesquisa e de selecção de bibliografia relevante no domínio dos conceitos e teorias que envolvem os escoamentos de superfície livre em canais de secção simples e composta.

No presente capítulo procede-se ao enquadramento deste estudo, assim como à apresentação dos objectivos e da estrutura da dissertação.

No capítulo 2, apresenta-se toda a base teórica do trabalho, nomeadamente os conceitos e as teorias que constituem as ferramentas necessárias para a interpretação e a análise de resultados.

No capítulo 3, procede-se à descrição das aplicações Computacionais de Dinâmica de Fluidos, bem como os seus aspectos gerais, malhas, algoritmos e condições de fronteira.

No capítulo 4 e 5 descreve-se, verifica-se, analisa-se e avalia-se a simulação de escoamentos uniformes e não uniformes, tendo-se realizado uma análise comparativa com estudos já existente de âmbito experimental.

Finalmente, no capítulo 6, listam-se as principais conclusões obtidas no decorrer de todo o trabalho e apontam-se as diversas possibilidades de desenvolvimento da investigação efectuada.

2. REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

2.1. Caracterização do escoamento em canais de secção composta

O escoamento em canais de secção composta é caracterizado por uma estrutura de escoamento particular devido à existência de diferentes velocidades entre o leito principal (mais rápido) e o(s) leito(s) de cheia (mais lento), onde a altura do escoamento é mais baixa e, geralmente, a rugosidade relativa é superior. Devido a essa diferença de velocidades, gera-se uma camada de mistura na interface entre os leitos, provocando uma complexa estrutura turbulenta tridimensional (3D) à qual está associada transferência de quantidade de movimento entre os leitos.

O fenómeno da transferência de quantidade de movimento foi pela primeira vez reconhecido por Sellin (1964), que identificou a presença dos vórtices verticais na interface do leito principal e do leito de cheia. Na interface, a transferência de quantidade de movimento pode ser vista como tensões tangenciais originadas pelo gradiente de velocidades gerado pela estrutura turbulenta do escoamento o que, por sua vez, provoca perda de energia.

Mais tarde, nos anos 90, diversos autores (entre outros, Knight, 1990 e Nezu, 1997) mediram a velocidade instantânea do canal utilizando equipamentos de medição muito precisos. Essas medições revelaram a presença de uma complexa estrutura turbulenta 3D com diferentes comprimentos e escalas de tempo; destaca-se a existência de vórtices de geometria helicoidal e eixo horizontal, designados por correntes secundárias.

Na Fig. 2 apresenta-se esquematicamente a estrutura turbulenta do escoamento em secção composta proposta por Shiono e Knight (1991). Nela destacam-se os vórtices de eixo vertical, gerados pelo diferencial de velocidades entre os leitos, que provocam uma transferência de quantidade de movimento e consequentemente alterações nas distribuições das velocidades nos leitos (Nezu e Nakagawa, 1993). Verifica-se, ainda, a existência de vários vórtices, com geometria helicoidal e eixo horizontal, que se desenvolvem longitudinalmente e que são denominados correntes secundárias. Estas correntes são o resultado da anisotropia da turbulência e de forças centrífugas geradas no escoamento, sendo, na prática, estruturas difíceis de caracterizar, porque são complexas e variam com o tempo (Nezu, 1994).

A Fig. 3 mostra, de uma forma simplificada, a relação entre as correntes primárias e as correntes secundárias, assim como a importância que as mesmas desempenham nos rios. O escoamento no leito principal tem grande importância nas tensões tangenciais que se geram entre os leitos, nas tensões de Reynolds que se geram no fundo da fronteira fixa, no controlo dos caudais em situação de cheia e na capacidade de transporte de sedimentos, etc. Por outro lado, as correntes secundárias estão mais correlacionadas com os fenómenos associados a direcções transversais do escoamento principal, como por exemplo, na distribuição transversal da tensão de arrastamento que apresenta variações devidas aos fenómenos secundários.

Estas variações afectam as intensidades turbulentas existentes no escoamento, as quais se vão dissipando até à turbulência gerada pelas rugosidades das fronteiras fixas (Nezu, 1994). Como resultado, a existência de vários tipos de transferências de massa e de quantidade de movimento tornam o escoamento em canais de secção composta numa estrutura global tridimensional com alguma complexidade. De realçar que, da interacção entre os escoamentos no leito principal e nos leitos de cheia e da diferença de velocidades entre essas

subsecções, resulta uma redução global da capacidade de vazão, em relação a uma secção simples com igual área (cf. Bousmar e Zech, 1999).

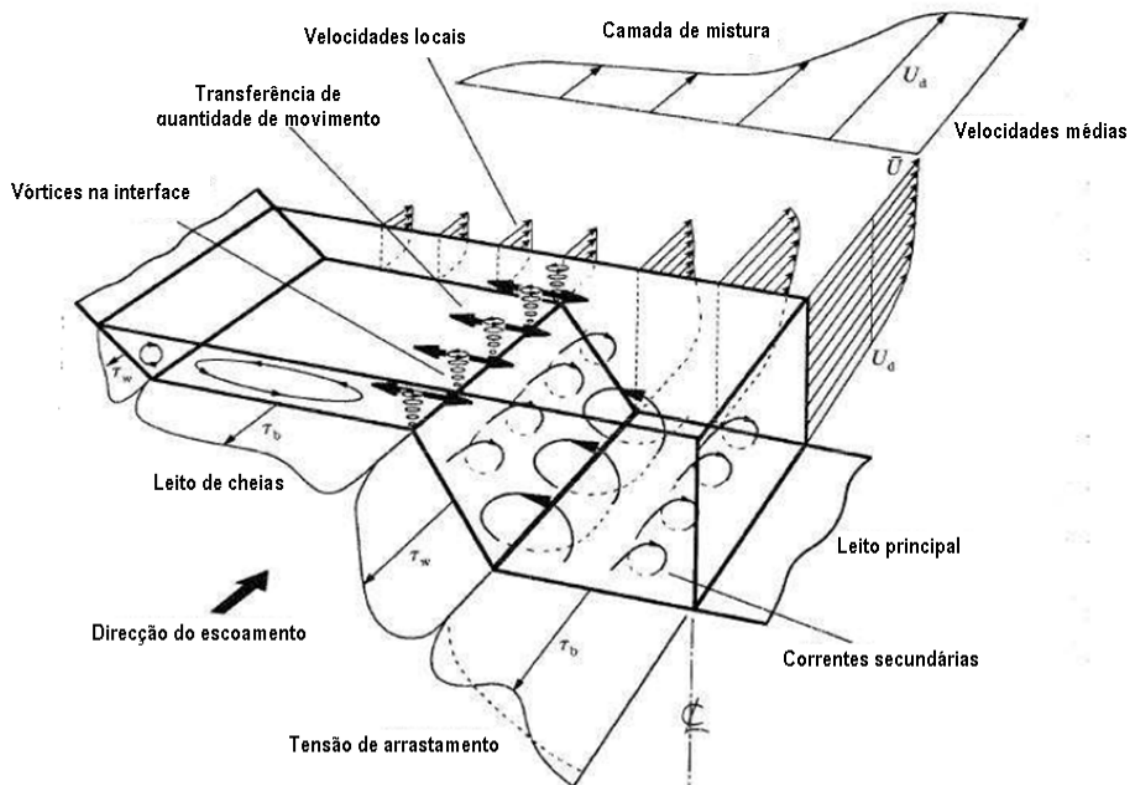


Figura 2 - Estrutura turbulenta de um escoamento em secção composta (adaptada de Shiono e Knight, 1991)

Este facto faz com que os modelos 1D e 2D não sejam capazes de estimar adequadamente aspectos particulares do escoamento, como sejam a distribuição vertical e transversal de tensões tangenciais, assim como aspectos mais globais, como seja a curva de vazão de uma secção composta (Wright, 2001). A importância de uma adequada modelação da turbulência na obtenção de bons resultados globais justifica a utilização da modelação 3D, com recurso às equações de Navier-Stokes e a modelação directa ou indirecta da turbulência.

Na região da interface entre os leitos principal e de cheia desenvolvem-se vórtices de grande escala com eixo vertical (Fig. 4). Estas estruturas geram uma camada de mistura, “*mixing layer*” na designação inglesa. Nesta camada ocorre uma compatibilização entre as maiores velocidades do leito principal e as menores velocidades do leito de cheia. Este efeito é atenuado à medida que se avança no canal, significando que há uma ligeira homogeneização das velocidades no sentido do escoamento, fenómeno denominado por desenvolvimento da camada de mistura.

De referir ainda que para o estudo de cheias em rios, do ponto de vista prático da Engenharia, interessa a definição de grandezas globais, como seja a determinação da curva de vazão, definida como a relação entre o caudal que se escoar num determinado troço do rio e a altura do escoamento (Fig. 5). No presente estudo, a altura de escoamento é representada pela altura relativa (h_r) que é um parâmetro adimensional e que define a relação entre a altura de escoamento nos leitos de cheia ($h = H - h'$) e altura total de escoamento no leito principal (H).

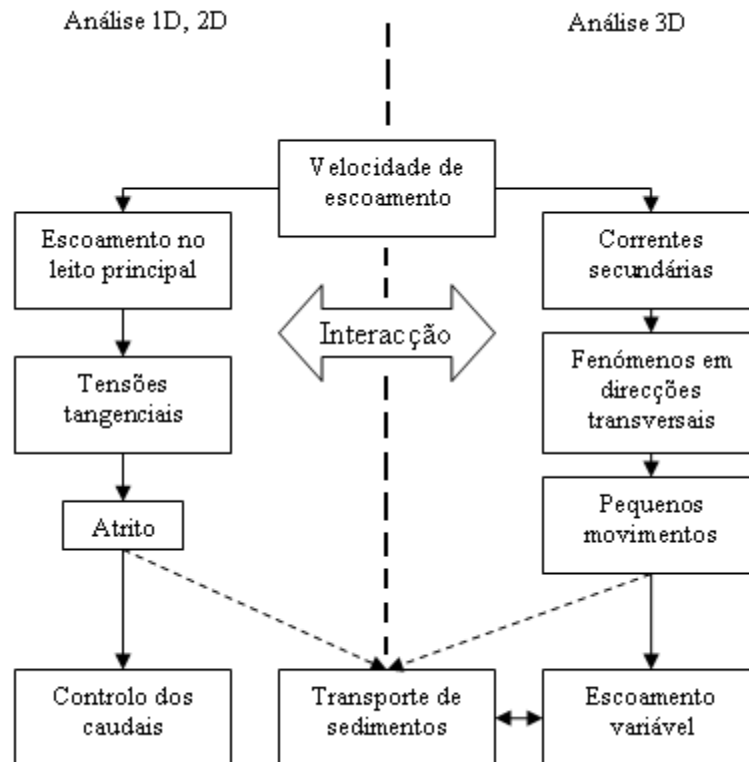


Figura 3 - Fluxograma da relação do escoamento no leito principal com as correntes secundárias (adaptado de Nezu, 1994)

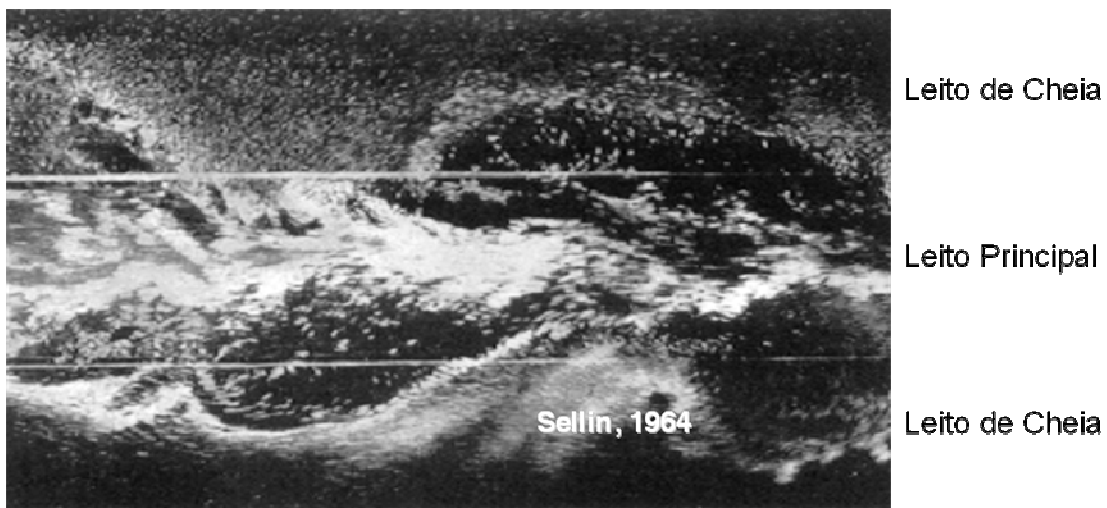


Figura 4 – Vista em planta de um escoamento em canal com secção composta. Vórtices de larga escala com eixo vertical (adaptada de Sellin, 1964)

$$h_r = \frac{H - h'}{H} \quad (1)$$

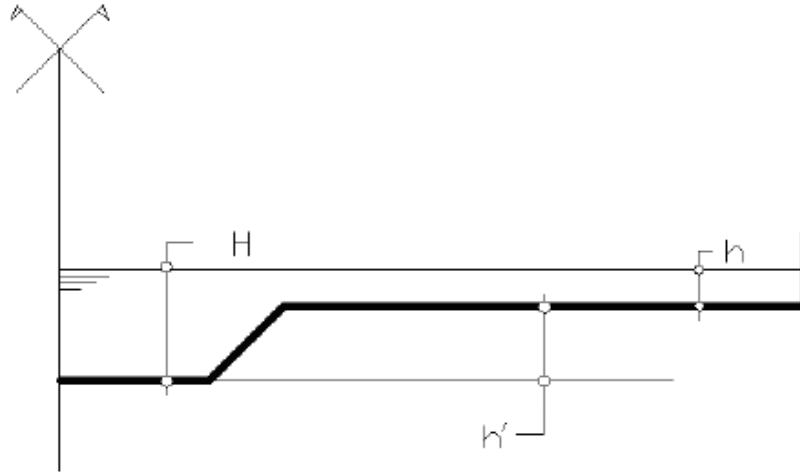


Figura 5 - Diferentes alturas de escoamento num canal de secção composta

2.2. Equações de Navier-Stokes e RANS

O movimento tridimensional de um fluido é traduzido pela equação de conservação da massa e pelas equações de Navier-Stokes. As últimas baseiam-se nas equações de conservação da quantidade de movimento de um fluido, com o pressuposto de que a tensão do líquido é a soma de um termo de difusão viscosa, mais um termo de pressão.

A solução das equações de Navier-Stokes é chamada campo de velocidade ou campo de escoamento, e é uma descrição da velocidade de escoamento num determinado ponto no espaço e no tempo. Uma vez o campo de velocidade resolvido, as quantidades de interesse (tais como caudais ou tensões de arrastamento), podem ser encontradas.

A derivação das equações de Navier-Stokes baseia-se na aplicação da conservação da quantidade de movimento a um volume de controlo arbitrário. Para fluidos incompressíveis, as equações de Navier-Stokes são assim formuladas (*e.g.* Batchelor, 1967):

$$\rho \frac{D\mathbf{u}}{Dt} = \rho \left(\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \mathbf{u} \nabla \mathbf{u} \right) = -\nabla \mathbf{p} + \nabla \mathbf{T} + \mathbf{f} \quad (2)$$

onde \mathbf{u} é vector da velocidade de escoamento, \mathbf{p} é a massa volúmica do fluido, \mathbf{p} é o vector da pressão, \mathbf{T} é o tensor das tensões desviadoras, \mathbf{f} representa o vector das forças de massa (por unidade de volume) que actuam sobre o fluido e ∇ é o operador gradiente, i.e., um vector composto pelas derivadas parciais no espaço.

$$\nabla = \left(\frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y}, \frac{\partial}{\partial z} \right) \quad (3)$$

O lado esquerdo da equação (2) descreve a variação total da quantidade de movimento no tempo. A parte direita da equação é a soma das forças exteriores, composta por forças de massa e forças de contacto ou de superfície (pressão e tensão).

As equações de Navier-Stokes são equações diferenciais parciais não-lineares, que, ao contrário das equações algébricas, não estabelecem explicitamente uma relação entre as variáveis de interesse (por exemplo, velocidade e pressão). A não-linearidade é devida à aceleração convectiva, que é a aceleração associada com a mudança de velocidade sobre a posição, representada pela quantidade não-linear:

$$\mathbf{u} \nabla \mathbf{u} \quad (4)$$

Assim, qualquer fluxo de convecção, turbulento ou não, implicará não-linearidade, a qual faz com que os problemas sejam mais difíceis de resolver.

O efeito da tensão no líquido é representado pelos termos $\nabla \mathbf{p}$ e $\nabla \mathbf{T}$; estes são os gradientes das forças de contacto.

O gradiente de pressão, $\nabla \mathbf{p}$, surge a partir de tensões normais que aparecem em quase todas as situações, dinâmicas ou não.

O gradiente do tensor das tensões desviadoras, $\nabla \mathbf{T}$, convencionalmente, descreve as forças viscosas. No caso de escoamentos incompressíveis representa apenas o efeito de atrito. Por definição \mathbf{T} é o tensor das tensões desviadoras, sendo o tensor das tensões totais igual a:

$$\boldsymbol{\sigma} = -p\mathbf{I} + \mathbf{T} \quad (5)$$

onde \mathbf{I} é matriz identidade 3x3 e a pressão p é:

$$p = -\frac{1}{3}(\sigma_{xx} + \sigma_{yy} + \sigma_{zz}) \quad (6)$$

e

$$T_{ij} = \mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) + \delta_{ij} \lambda \nabla \mathbf{u} \quad (7)$$

onde δ_{ij} é a função delta de Kronecker, que é 1 se $i = j$ e 0 no caso contrário, μ é o primeiro coeficiente de viscosidade (viscosidade dinâmica ou simplesmente viscosidade), e λ é o segundo coeficiente de viscosidade. O valor do λ , que produz um efeito viscoso associado com a mudança de volume, é muito difícil de determinar. No caso de líquidos a aproximação mais comum é $\lambda \approx -\frac{2}{3}\mu$.

Para um fluido Newtoniano, o tensor de tensão é (e.g. Batchelor, 1967):

$$\sigma_{ij} = -p\delta_{ij} + \mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) + \delta_{ij} \lambda \nabla \mathbf{u} \quad (8)$$

Se o fluido é incompressível, devido à continuidade $\nabla \mathbf{u} = 0$, o tensor simplifica-se para:

$$\boldsymbol{\sigma} = -p\mathbf{I} + \mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) = -p\mathbf{I} + 2\mu \mathbf{S} \quad (9)$$

onde \mathbf{S} é o tensor da taxa de deformação que é igual a:

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (10)$$

Se o fluido é assumido como incompressível e Newtoniano, o efeito da viscosidade é representado pelo vector Laplaciano do campo de velocidade. A derivada do termo de tensão $\nabla \mathbf{T}$ torna-se $\mu \nabla^2 \mathbf{u}$. Isto implica que a viscosidade de Newton é a difusão da quantidade de movimento.

Tendo em consideração o pressuposto de escoamento incompressível e assumindo a viscosidade constante, as equações de Navier-Stokes apresentam a seguinte formulação (na forma vectorial):

$$\rho \left[\underbrace{\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t}}_{\text{aceleração local ou variável}} + \underbrace{\mathbf{u} \nabla \mathbf{u}}_{\text{aceleração convectiva}} \right] = \underbrace{-\nabla \mathbf{p}}_{\text{gradiente de pressões}} + \underbrace{\mu \nabla^2 \mathbf{u}}_{\text{termo viscoso}} + \underbrace{\mathbf{f}}_{\text{forças de massa (por volume)}} \quad (11)$$

Para fluidos Newtonianos incompressíveis, apenas os termos convectivos são não-lineares.

Estas equações são normalmente usadas em sistemas de coordenadas tridimensionais. Assim, num sistema de coordenadas cartesianas tridimensional, as equações Navier-Stokes tomam a seguinte forma:

$$\rho \left(\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} \right) = -\frac{\partial p}{\partial x} + \mu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right) + f_x \quad (12)$$

$$\rho \left(\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} \right) = -\frac{\partial p}{\partial y} + \mu \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \right) + f_y \quad (13)$$

$$\rho \left(\frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial x} + v \frac{\partial w}{\partial y} + w \frac{\partial w}{\partial z} \right) = -\frac{\partial p}{\partial z} + \mu \left(\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \right) + f_z \quad (14)$$

Se os efeitos da temperatura forem negligenciados, a única equação (para além das condições iniciais e de fronteira) necessária é a da conservação da massa ou equação da continuidade:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla(\rho \mathbf{u}) = 0 \quad (15)$$

Considerando o fluido como incompressível, a equação simplifica para $\nabla \mathbf{u} = 0$. E sob a forma de coordenadas cartesianas assume a forma seguinte:

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (16)$$

A solução numérica das equações de Navier-Stokes para escoamento turbulento é extremamente difícil devido à existência de estruturas turbulentas (vórtices) com diferentes escalas. A solução dessas estruturas, que vão desde a macro-escala com ordem de grandeza da altura do escoamento até à micro-escala com ordem de grandeza inferior a 10^{-3} da altura do escoamento (Nezu, 1994), requer uma resolução da malha de cálculo muito fina que implica um tempo computacional inviável. Para evitar a resolução directa da turbulência, “*Direct Numerical Simulation*” (DNS) na língua inglesa, utilizam-se as equações médias no tempo. Essas equações, conhecidas como equações de Navier-Stokes com média de Reynolds (“*Reynolds Averaged Navier Stokes*” RANS), complementadas com modelos de turbulência, são usadas na simulação computacional da dinâmica de fluidos (“*Computational Fluid Dynamics*” CFD). Isto permite o uso de malhas mais grosseiras e, portanto, menos esforço computacional.

O instrumento básico exigido para o cálculo das equações RANS a partir das equações de Navier-Stokes é a decomposição de Reynolds. A decomposição de Reynolds refere-se à separação da velocidade instantânea \mathbf{u} na componente média (média no tempo) \mathbf{U} e a componente de flutuação do escoamento \mathbf{u}' . Assim,

$$\mathbf{u}(\mathbf{x}, t) = \mathbf{U}(\mathbf{x}, t) + \mathbf{u}'(\mathbf{x}, t) \quad (17)$$

onde $\mathbf{x} = (x, y, z)$ é o vector posição.

Para um escoamento incompressível de fluidos Newtonianos, a aplicação da decomposição de Reynolds às equações de Navier-Stokes permite obter as equações de conservação envolvendo as velocidades médias no tempo como variáveis dependentes, usualmente designadas por equações RANS (*e.g.* Rodi, 1993):

$$\rho \left(\frac{\partial U_i}{\partial t} + U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \right) = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\mu \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - \rho \overline{u'_i u'_j} \right) + \bar{f}_i \quad (18)$$

Na equação anterior o operador $\bar{}$ significa média temporal (ou média de Reynolds). O lado esquerdo desta equação representa a mudança média de quantidade de movimento, devido à instabilidade média no escoamento e à convecção média do escoamento. Esta mudança é equilibrada pelo tempo médio da sua força de massa (\bar{f}_i), pela tensão isotrópica \bar{p} , onde \bar{p} é a pressão média no tempo, pelas tensões devidas à viscosidade $\partial(\mu \partial U_i / \partial x_j) / \partial x_j$, e pelas tensões $\rho \overline{u'_i u'_j}$ devidas ao campo de velocidade flutuante, que são chamadas tensões de Reynolds.

Aparentemente, as RANS e as equações de Navier-Stokes são semelhantes, excepto no termo das tensões de Reynolds - uma diferença crucial.

Para um escoamento tridimensional, existem quatro equações independentes que regem o campo de velocidade média (RANS mais equação da conservação da massa). No entanto, estas quatro equações contêm mais do que quatro incógnitas desconhecidas. Isto é designado

por “problema de fecho”. Assim, um conjunto de equações com mais incógnitas que equações diz-se “em aberto”. O fecho destas equações pode ser obtido através de um modelo de turbulência que defina as tensões de Reynolds. As leis descritas por um modelo de turbulência simulam o carácter médio da turbulência real; essas leis são expressas em equações diferenciais ou algébricas que, juntamente com as equações média de escoamento (15) e (17) formam um conjunto fechado. Os modelos de turbulência serão descritos seguidamente.

2.3. Modelos de fecho da turbulência

Actualmente, os escoamentos turbulentos (i.e. as tensões de Reynolds) podem ser calculados usando várias abordagens diferentes. Os principais modelos de turbulência serão referidos a seguir e, com mais pormenor, o modelo de duas equações k - ϵ :

1. modelos algébricos simples ou de zero equações;
2. modelos de uma equação;
3. modelos de duas equações (entre outros, k - ϵ);
4. modelos de tensões de Reynolds ou modelos de fecho de 2ª Ordem;
5. modelos algébricos de tensões.

A aplicação mais simples dos modelos de fecho da turbulência são os modelos algébricos (ou de zero equações). São modelos que não exigem quaisquer equações adicionais e onde as tensões de Reynolds são calculadas directamente a partir das variáveis do escoamento. Os modelos algébricos usam a hipótese de Boussinesq (1877), em que as tensões de Reynolds podem ser relacionadas com a taxa média de deformação através de uma viscosidade turbulenta:

$$\tau_{ij} = -\rho \overline{u'_i u'_j} = \mu_t \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij} \quad (19)$$

onde $\mu_t = \rho \nu_t$ corresponde à viscosidade turbulenta e

$$k = \frac{1}{2} \overline{u'^2_j} \quad (20)$$

é a energia cinética da turbulência do escoamento.

Os modelos algébricos especificam uma viscosidade turbulenta constante ou determinam a viscosidade turbulenta utilizando uma hipótese de comprimento de mistura (“mixing length” na língua inglesa). O principal problema dos modelos algébricos é o facto de assumirem implicitamente que a turbulência é dissipada onde é gerada (criada). Não têm, por isso, em conta o transporte de turbulência, em particular, em situações onde o estado de turbulência num certo local é significativamente influenciado pela turbulência gerada noutro lugar do escoamento.

Os modelos de uma e duas equações superam esta limitação, tendo em conta o transporte das quantidades turbulentas, resolvendo equações diferenciais adicionais. Assim, o modelo de uma equação resolve uma equação de transporte turbulento, geralmente da energia cinética turbulenta. A origem deste modelo é o modelo de Prandtl (1945) de uma equação.

Kolmogorov (1942) e Prandtl (1945) sugeriram que $\nu_t = \mu_t / \rho$ podia ser proporcional à raiz quadrada da energia cinética da turbulência por unidade de massa (\sqrt{k}). Então a viscosidade turbulenta apresenta-se como:

$$\nu_t = C_k L \sqrt{k} \quad (21)$$

onde C_k é uma constante empírica e L é o comprimento de mistura para o movimento em larga escala.

Os modelos de duas equações permitem determinar a energia cinética da turbulência e a escala de comprimento, a partir de equações de transporte. Assim, a principal diferença entre os modelos de duas equações e os modelos de uma equação é que a escala de comprimento L que caracteriza o tamanho dos grandes turbilhões/vórtices que contêm energia, está sujeita a processos de transportes de uma forma semelhante à energia cinética k .

Os modelos de duas equações empregam uma equação de transporte para a escala de comprimento que permite a sua determinação, mesmo em situações complexas de escoamento. Portanto, os modelos de duas equações são os modelos mais simples quando a escala de comprimento não pode ser escrita empiricamente duma maneira fácil.

Um dos modelos mais comuns de duas equações é o modelo k - ε proposto por Harlow e Nakayama (1967).

No modelo de duas equações, as tensões de Reynolds são dadas pela hipótese de Boussinesq (19).

A viscosidade turbulenta $\nu_t = \mu_t / \rho$ está relacionada com a energia cinética k e com a taxa de dissipação da turbulência ε , relação esta que se baseia na análise dimensional de Kolmogorov-Prandtl.

Assim (Rodi, 1993, p. 27):

$$\nu_t = C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (22)$$

onde C_μ é o produto dos coeficientes de C_k e C_D (constantes empíricas).

A equação de transporte k utilizada no modelo k - ε é a mesma do modelo de uma equação:

$$\underbrace{\frac{\partial k}{\partial t}}_{\text{variação local}} + \underbrace{U_i \frac{\partial k}{\partial x_i}}_{\text{convecção}} = \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{\nu_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x_i} \right)}_{\text{difusão}} + \underbrace{\nu_t \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial U_i}{\partial x_j}}_{\text{geração ou produção}} - \underbrace{C_\mu \frac{k^2}{\nu_t}}_{\text{dissipação}} \quad (23)$$

A equação transporte da taxa de dissipação ε empregada no modelo k - ε para os escoamentos em canal aberto é a seguinte (Nezu e Nakagawa, 1993, p. 138):

$$\underbrace{\frac{\partial \varepsilon}{\partial t}}_{\text{variação local}} + \underbrace{U_i \frac{\partial k}{\partial x_i}}_{\text{convecção}} = \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i} \right)}_{\text{difusão}} + \underbrace{C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon \nu_t}{k} \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial U_i}{\partial x_j}}_{\text{geração ou produção}} - \underbrace{C_{2\varepsilon} \frac{\varepsilon^2}{k}}_{\text{dissipação}} \quad (24)$$

O modelo k - ε envolve cinco constantes empíricas C_μ , $C_{\varepsilon 1}$, $C_{\varepsilon 2}$, σ_k e σ_ε . Os seus valores são apresentados no seguinte quadro (e.g. Rodi, 1993, Versteeg e Malalasekera, 2007):

Quadro 1 – Constantes empíricas do modelo k - ε

C_μ	$C_{\varepsilon 1}$	$C_{\varepsilon 2}$	σ_k	σ_ε
0,09	1,44	1,92	1,0	1,3

Estas constantes foram utilizadas para tornar o modelo compatível com a distribuição de velocidade logarítmica perto da parede com constante de Von Kármán $\kappa = 0.435$ (Lave e Spalding, 1974). Se for usado o valor de $\kappa = 0.41$, então $\sigma_k = \sigma_\varepsilon = 1,2$. O uso da constante C_μ envolve o pressuposto de que a relação entre escoamentos verticais para a energia cinética total, $\overline{v'^2}/k$ é constante. Mas, na verdade, o valor de $\overline{v'^2}/k$ cai significativamente perto da superfície livre (Nezu e Nakagawa, 1993). Esta superfície de amortecimento pode ser explicitamente incluída no modelo k - ε , diminuindo C_μ perto da superfície livre.

Embora o modelo k - ε discutido acima, seja restrito a escoamentos com elevados números de Reynolds, tem sido aplicado com êxito para muitas condições de fronteira: escoamentos, escoamentos sem atrito, escoamentos de recirculação, escoamentos confinados e jactos.

O modelo k - ε standard é baseado no pressuposto de que a viscosidade turbulenta é a mesma para todas as tensões de Reynolds $\overline{u_i' u_j'}$. No entanto, em certas situações de escoamentos, a adopção de uma viscosidade turbulenta isotrópica é uma aproximação muito grosseira; por exemplo, não permite reproduzir os movimentos secundários devidos à anisotropia da turbulência.

Entre a abordagem de modelos padrão de duas equações e soluções dos mais complexos modelos de tensões de Reynolds RSM (*Reynolds Stress Model*), também chamados modelos de 2ª ordem, existe uma série de melhorias e variações, como o RNG k - ε (*Renormalization Group Theory*), modelos k - ω , modelos de viscosidade turbulenta não-linear, que procuram superar algumas das deficiências do modelo padrão de k - ε , sem invocar uma sobrecarga computacional muito grande.

Os modelos de tensões de Reynolds ou modelos de fecho de 2ª ordem, utilizam equações de transporte para as componentes das tensões de Reynolds individuais, em vez de envolver o conceito de viscosidade turbulenta. No entanto, devido à crescente complexidade e esforço computacional desses modelos, raramente têm sido aplicados a escoamentos.

Como as equações diferenciais de transporte são dispendiosas e difíceis de resolver, especialmente em escoamentos 3D, podem ser simplificadas em expressões algébricas

aproximadas. Esta abordagem deu origem aos modelos de tensões algébricas, que constituem a primeira tentativa de encontrar uma maneira económica de contabilizar a anisotropia das tensões de Reynolds, evitando as equações de transporte.

2.4. Aplicação de modelos 3D a escoamentos em canais de secção composta

As características dos escoamentos em canais de secção composta, tais como a turbulência e as correntes secundárias, são fundamentalmente em 3D. Este factor levou os investigadores a utilizarem modelos 3D para uma melhor compreensão das características dos escoamentos. Contudo, a aplicação dos modelos 3D nestes canais é ainda predominantemente uma ferramenta de investigação (*cf.* Wright, 2001).

Os modelos 3D contribuem potencialmente como ferramenta para aperfeiçoar os modelos 1D e 2D. Nos modelos 1D, a capacidade de vazão ainda tem uma incerteza significativa (Bousmar e Zech, 1999), enquanto que nos modelos 3D a determinação da capacidade de vazão é mais rigorosa e detalhada (Wright, 2001). Outro factor que permite aperfeiçoar a modelação 3D consiste em examinar com mais pormenor os vórtices de menor escala gerados no fundo dos canais, assim como melhorar as estimativas das curvas de vazão nestes canais (*cf.* Nezu, 1994).

No que respeita à modelação 3D de escoamentos, o modelo k - ϵ tem sido o mais usado, apresentando resultados de boa qualidade para diversas condições sem que seja necessário alterar as constantes presentes no modelo (*cf.* Wright, 2001). O modelo é capaz de simular adequadamente as principais características do escoamento (Cokljat e Kralj, 1997). Porém, sabe-se que o modelo se comporta pior nas zonas de maior atrito, onde a turbulência é anisotrópica e consequentemente a hipótese de viscosidade turbulenta isotrópica deixa de ser válida.

Wilson *et al.* (2002) simularam dados experimentais do “Flood Channel Facility” (FCF) do HR Wallingford com um modelo de viscosidade turbulenta constante, o modelo de Elder (uma equação) e o modelo k - ϵ . Referiram que os resultados experimentais mostram um forte gradiente da velocidade média na região da interface devido aos vórtices com eixo vertical que existem ao longo da direcção longitudinal. O modelo com viscosidade turbulenta constante não reproduz este comportamento. Os modelos de Elder e k - ϵ comportam-se melhor, mas ainda assim subestimam as velocidades no leito principal e sobrestimam as velocidades nos leitos de cheia. Resumindo, constataram que os modelos de Elder e k - ϵ fornecem melhores resultados do que o modelo com viscosidade turbulenta constante, especialmente para alturas relativas pequenas. Concluíram ainda que os modelos de Elder e k - ϵ prevêm as alturas de água com erros de 5%. O modelo com viscosidade turbulenta constante comporta-se muito pior apresentando erros de 190%.

Naden *et al.* (2006) simularam os dados de um canal de secção composta meandrizado do FCF com o modelo k - ϵ standard. Para tal utilizaram diversos códigos CFD comerciais (PHOENICS, SSIIM, FLUENT e TELEMAC-3D) com constantes $C_\mu = 0,09$, $C_{1\epsilon} = 1,44$, $C_{2\epsilon} = 1,92$, $\sigma_k = 1,0$ e $\sigma_\epsilon = 1,3$. Concluíram que o modelo k - ϵ fornece valores da velocidade longitudinal mais ajustados aos dados experimentais no leito principal do que no leito de cheias. Sendo claro que globalmente o modelo tem melhor performance no leito principal. No leito de cheias os resultados numéricos mostram dispersão e uma tendência para sobrestimar as velocidades mais altas e subestimar as velocidades mais baixas.

Shiono *et al.* (2003) mediram experimentalmente o escoamento num canal de secção composta e usaram o modelo k - ϵ standard (com $C_\mu = 0,09$, $C_{1\epsilon} = 1,44$, $C_{2\epsilon} = 1,92$, $\sigma_k = 1,225$ e $\sigma_\epsilon = 1,224$) e o modelo k - ϵ não linear de Launder e Ying (1973). Os dados experimentais revelaram uma deformação das isolinhas de velocidade na direcção do leito principal afastando-se do vértice da interface onde existem correntes secundárias (também referido por Pezzinga, 1994, Sofialidis e Prinos, 1998). As velocidades máximas no leito principal e no leito de cheias tendem a deslocar-se da superfície para metade da altura do escoamento. O modelo k - ϵ standard não consegue reproduzir esta deformação, pois não simula o escoamento secundário, e as velocidades máximas que ocorrem à superfície, porque não tem em conta o efeito da superfície livre. O modelo k - ϵ não linear reproduz estes aspectos, mas o ângulo da deformação das isolinhas é maior do que o observado, indicando que a posição e/ou a magnitude das células do escoamento secundário pode não ser a mais exacta. Constataram ainda que o modelo k - ϵ não linear se ajusta bem aos dados experimentais, excepto na região interior (“inner layer”) e na região intermédia ($z/H < 0,4$). O modelo k - ϵ standard comporta-se pior, sobrestimando os valores experimentais no leito principal e na interface e subestimando os valores no leito de cheias. Esta conclusão parece contrariar o que refere Naden *et al.* (2006), embora estes últimos tivessem simulado um canal com meandros. O mau comportamento do modelo k - ϵ standard justifica-se com a sua incapacidade em simular o escoamento secundário. Assim, para prever com rigor a velocidade na região da interface é necessário modelar o escoamento secundário.

Sofialidis e Prinos (1998) simularam dados experimentais de Tominaga e Nezu (1991) e do FCF, referentes a escoamentos em canais com secção composta, usando o modelo k - ϵ não linear para Reynolds baixos, resolvendo a camada subviscosa em vez de usarem funções de parede. Usaram ainda um modelo baseado naquele, mas optimizado com os coeficientes retirados de resultados de DNS para escoamentos simples. Concluíram que para alturas de escoamento muito baixas no leito de cheias, a lei da parede e a aproximação através duma função de parede pode não ser válida, em especial na região da interface. Nesses casos os efeitos de um Reynolds baixo podem influenciar o escoamento. Referiram ainda que o efeito da superfície livre é claro nos dados experimentais com a velocidade máxima a ocorrer abaixo da superfície livre (também observado por Shiono *et al.*, 2003). Este efeito não é reproduzido pelos modelos de viscosidade turbulenta não linear. Para o modelar teria que se usar modelos baseados nas tensões de Reynolds com termos de correcção para ter em conta o efeito da superfície livre. Concluíram ainda que o modelo k - ϵ não linear não consegue reproduzir a deformação das isolinhas de velocidade no vértice da interface (também referido por Pezzinga, 1994, Shiono *et al.* 2003). O modelo k - ϵ não linear optimizado comporta-se melhor, mas ainda assim, a partir de 60% da altura, não reproduz os dados experimentais, devido ao efeito da superfície livre. O efeito do mecanismo de transferência de quantidade de movimento e da camada limite desenvolvida na região da interface, na distribuição da velocidade, foi examinada comparando os valores calculados, medidos e obtidos com a lei da parede Eq. (25) (Nezu e Rodi, 1986) com $\kappa = 0,412$ e $A = 5,29$ em diversas verticais ao longo da secção transversal.

$$\underbrace{U^+}_{\equiv U/u_*} = \frac{1}{\kappa} \ln \left(\underbrace{z^+}_{\equiv u_* z / \nu} \right) + A \quad \text{para} \quad 26 < z^+ \leq \underbrace{R_*}_{\equiv u_* H / \nu} \quad (25)$$

No leito de cheias os resultados dos modelos, os dados e a lei logarítmica ajustam-se bem, indicando que o escoamento é essencialmente 2D, não sendo afectado pela interacção. Além disso, apesar das fortes tensões tangenciais laterais existentes na região da interface, o escoamento mantém a sua natureza de camada limite. No leito principal, perto da interface, os efeitos combinados da parede e da tensão tangencial lateral fazem-se sentir no perfil de velocidades, sendo os resultados numéricos e experimentais ligeiramente inferiores à lei logarítmica. No leito principal, em verticais mais afastadas da interface, aqueles efeitos deixam de fazer-se sentir e os resultados numéricos, experimentais e a lei logarítmica coincidem até $z^+ = 700$, a partir desse valor os resultados passam a ser influenciados pelo efeito da superfície livre. No que se refere à distribuição da velocidade média na secção transversal ambos os modelos dão bons resultados. O modelo optimizado fornece resultados ligeiramente melhores na região da interface.

Yakhot *et al.* (1992) utilizaram a abordagem “*Renormalization Group Theory*” (RNG) com expansão de escalas para as tensões de Reynolds e para os termos de dissipação. Aqueles autores desenvolveram o modelo tendo em conta que o criticismo acerca dos modelos de viscosidade turbulenta é bem conhecido: tendem a ter uma natureza *ad hoc* e baseiam-se em médias de Reynolds que podem suavizar muitos aspectos importantes da turbulência. Assim, adoptaram uma abordagem mais realista removendo sistematicamente as escalas menores da turbulência até que as escalas restantes pudessem ser resolvidas directamente com eficiência computacional. Esta é a ideia base da abordagem RNG. A aplicação da abordagem RNG à turbulência não é fácil devido às heterogeneidades e ao espectro contínuo de escalas que estão presentes. Porém, a técnica pode ser aplicada. A remoção apenas das escalas mais pequenas dá origem aos modelos “*subgrid scale*” para as simulações “*Large-Eddy Simulations*” (LES). Por sua vez, a remoção sucessiva de escalas maiores conduz aos modelos de viscosidade turbulenta, como é o caso do $k-\epsilon$. A grande vantagem da abordagem RNG é que os valores das constantes são calculados explicitamente. A essência desta abordagem é a seguinte: i) as equações da dinâmica para as escalas maiores são obtidas através da média numa faixa infinitesimal de pequenas escalas, de modo a retirá-las do problema; ii) o procedimento de remoção é iterado até que as correcções se somem e dêem alterações finitas; iii) apenas as modificações na viscosidade induzidas pela remoção das escalas mais pequenas são importantes na ordem mais baixa da expansão em potência do número de Reynolds efectivo. Os modelos RNG não incorporam os efeitos de deformações rotacionais, que podem ser importantes em escoamentos que envolvam curvaturas ou rotações. Como exemplo, citam-se a redução da cascata de energia que ocorre na turbulência isotrópica com rotação e o efeito estabilizador ou desestabilizador das rotações em escoamentos com atrito homogéneo.

Bradbrook *et al.* (1998) utilizaram a abordagem RNG no estudo de recirculação em confluências. A aplicação da abordagem RNG resulta num modelo semelhante ao $k-\epsilon$, mas com valores diferentes para as constantes e um termo extra de produção de dissipação ϵ . Estas diferenças conduzem a uma maior dissipação da turbulência nas regiões de maior gradiente de velocidades e por isso resultam numa diminuição da viscosidade turbulenta que melhora as previsões da velocidade, por exemplo, aumentando o comprimento da zona de separação. Com o modelo RNG os gradientes de velocidades mais altos na zona de recirculação resultam em maior taxa de dissipação e num decréscimo dos valores da TKE. Estes dois efeitos combinados reduzem a viscosidade turbulenta na zona de separação, promovendo a formação de um escoamento de recirculação mais forte.

Souders e Hirt (1998) modelaram um escoamento uniforme num canal rectangular com os modelos $k-\epsilon$ e $k-\epsilon$ RNG utilizando o código comercial FLOW-3D. Concluíram que, em leito

liso, o modelo k - ε se ajusta razoavelmente bem à solução analítica (lei logarítmica). Porém, o modelo k - ε RNG sobrestima os valores da velocidade. A razão para isso deve estar relacionada com o facto dos modelos RNG poderem necessitar de um maior refinamento no valor da viscosidade turbulenta junto à fronteira.

Filonovich *et al.* (2009) simularam escoamentos em secção composta com modelos k - ε e k - ε RNG. Concluíram que os dois modelos forneciam resultados globalmente de acordo com os dados experimentais. Contrariamente ao que foi referido em Yakhot *et al.* (1992) e Bradbrook *et al.* (1998), constaram que o modelo k - ε RNG não apresenta melhorias significativas relativamente ao k - ε standard nas zonas onde este último se comporta pior (*i.e.* na região da interface entre leitos).

Shih *et al.* (1995) simularam vários tipos de escoamento com um modelo “*Algebraic Reynolds Stress*” (ASRM), baseado nas equações k - ε , e com o modelo k - ε standard. A comparação dos modelos revelou que o modelo ASRM melhora significativamente a capacidade de previsão de modelos baseados nas equações k - ε , especialmente em escoamentos que envolvem forte separação ou fortes camadas de atrito. Nestas condições, o modelo k - ε standard sobrestima a viscosidade turbulenta, conduzindo a más previsões da tensão tangencial, do gradiente de pressões, da separação e da recirculação. O sucesso do modelo ASRM reside na formulação da viscosidade turbulenta efectiva que tem em conta a taxa média de deformação. De acordo com o modelo, a viscosidade turbulenta efectiva é diminuída significativamente pela taxa de deformação.

Filonovich *et al.* (2010) simularam escoamentos em secção composta com um modelo k - ε , um modelo misto, que utiliza o k - ω na zona perto das fronteiras e k - ε no restante domínio, e um modelo “*Explicit Algebraic Reynolds Stress*” (EARSM). Concluíram que o modelo anisotrópico EARSM permite prever com precisão os perfis verticais de velocidade na região da interface dos leitos. Por sua vez, os outros dois modelos isotrópicos subestimam as velocidades no leito de cheia, junto à interface, e sobrestimam as velocidades no leito principal, junto à interface. No leito principal os modelos isotrópicos apresentam melhor performance e no leito de cheia todos os modelos apresentam resultados similares. Os resultados numéricos das isolinhas de velocidade, dos vectores do escoamento secundário e da TKE revelam a importância da modelação da anisotropia, dado que esta é responsável pelo escoamento secundário que, por sua vez, deforma as isolinhas de velocidade na região da interface. Os resultados do EARSM vão de encontro aos resultados obtidos por Nezu (1994) na simulação dos escoamentos experimentais de Tominaga e Nezu (1991) com um modelo ASRM proposto por Naot e Rodi (1982).

Cokljat e Younis (1995) simularam dados experimentais do FCF com um modelo de 2ª ordem “*Reynolds Stress Model*” (RSM). Concluíram que a curva de vazão é bem reproduzida, assim como a distribuição dos caudais dos leitos principal e de cheia. O modelo reproduziu adequadamente as isolinhas de velocidade incluindo o efeito da superfície livre. O número de células secundárias e o escoamento secundário foi também bem reproduzido.

Jing *et al.* (2009) simularam dados experimentais de escoamentos em secção composta com meandros com um modelo de tensões de Reynolds (RSM). Concluíram que quando o escoamento se dá apenas no leito principal, a direcção do escoamento secundário é influenciada maioritariamente pela força centrífuga devida a curva. Porém, quando o escoamento ocupa também os leitos de cheia, a direcção do escoamento secundário no leito principal passa a ser também influenciada pela interacção entre o escoamento nos leitos de

cheia e o escoamento no leito principal. Verificaram ainda que as correntes secundárias se tornam mais fortes com o aumento da altura de água.

Carter e Williams (2008) simularam os dados experimentais de Tominaga e Nezu (1991) com um modelo LES. Concluíram que o modelo reproduz bem o escoamento secundário. Este escoamento tem influência significativa na distribuição da velocidade longitudinal porque as fortes células secundárias com movimento anti-horário no leito principal provocam fortes gradientes naquela distribuição. O modelo LES deu bons resultados qualitativamente. Aqueles autores atribuíram as diferenças na distribuição das velocidades ao facto da secção de medição estar insuficientemente afastada da secção de entrada, explicando os maiores valores experimentais.

Resumindo, constata-se que o modelo *k-ε standard* é o modelo mais utilizado e cujos coeficientes têm valores standard, já utilizados e calibrados em diversos estudos e diversos escoamentos com superfície livre (Rodi, 1993). Apesar da sua incapacidade em simular adequadamente algumas regiões de escoamentos complexos, como é o caso de escoamentos em secção composta, o modelo *k-ε* apresenta claras vantagens do ponto de vista computacional em relação a modelos mais complexos que, para além do elevado custo computacional, necessitam de parametrização *ad hoc* e que ainda assim não reproduzem totalmente os dados experimentais.

3.APLICAÇÕES COMPUTACIONAIS EM DINÂMICA DOS FLUIDOS (CFD)

3.1.Aspectos gerais

A Dinâmica de Fluidos Computacional ou CFD (*Computational Fluid Dynamics*) é um dos ramos da mecânica dos fluidos que usa métodos e algoritmos numéricos para analisar e resolver problemas que envolvem escoamentos de fluidos.

Os códigos CFD estão estruturados em torno dos algoritmos numéricos, podem resolver problemas de escoamentos de fluido, e incluem sofisticadas interfaces de utilizador para a entrada de parâmetros do problema e, consequentemente, para a análise dos resultados.

Assim, todos os códigos contêm os três seguintes elementos principais:

- Pré-processador;
- Algoritmos;
- Pós-processador.

3.2.Pré-processador

O pré-processamento consiste no processo de entrada de dados de um problema de escoamento para o programa de CFD. As actividades do usuário na etapa do pré-processamento são as seguintes:

- definição da geometria da região de interesse - o domínio computacional;
- geração da malha – consiste na sub-divisão do domínio em sub-domínios menores, sem que estes se sobreponham: uma malha de células (ou volumes de controlo ou elementos finitos);
- selecção dos fenómenos físicos e químicos que precisam ser modelados;
- definição das propriedades dos fluidos;
- especificação das condições iniciais e de fronteira adequadas ao problema e ao domínio definido.

3.3.Algoritmos

Em linhas gerais, o algoritmo numérico para resolver as equações de conservação é composto pelas seguintes etapas:

- integração das equações que regem o escoamento ao longo de todos os volumes (finito) do fluido no domínio;
- discretização – conversão da resultante das equações integrais num sistema de equações algébricas;

- solução das equações algébricas por um método iterativo.

Nos algoritmos podem ser usadas três técnicas distintas de discretização numérica: diferenças finitas, elementos finitos e volumes finitos. Este estudo irá focar, principalmente, o método dos volumes finitos, que é utilizado na aplicação ANSYS CFX.

Os códigos CFD contém ainda técnicas de discretização adequadas para o tratamento dos fenómenos de transporte, convecção e difusão, bem como dos termos de fonte e da taxa de variação em relação ao tempo. Os fenómenos físicos subjacentes são complexos e não-lineares para uma abordagem de uma solução necessária e iterativa. Os procedimentos de soluções mais populares são a TDMA (*Tri-diagonal Matrix Algorithm*) que é um solver de equações algébricas e os Simples (*Semi-Implicit Method for Pressure-Linked Equations*) que é o algoritmo para assegurar uma ligação correcta entre pressão e velocidade.

3.4. Pós-processador

As principais aplicações de CFD para o pós-processamento estão actualmente equipadas com ferramentas de visualização de dados muito versáteis. Estes incluem:

- geometria do domínio e exibição da malha;
- impressão de vectores;
- linhas e gráficos de contorno sombreado;
- impressão de superfícies em 2D e 3D;
- monitorização de partículas;
- manipulação e visionamento (translação, rotação de escala, etc.).

Mais recentemente, os principais programas de CFD já incluem animação. As especificações da geometria e geração da malha que constitui o domínio de cálculo são as principais tarefas na fase de entrada e, posteriormente, o utilizador precisa de obter um resultado de simulação bem sucedida. Os dois aspectos que caracterizam esse resultado são a convergência e independência da dimensão da malha. O algoritmo de solução é de natureza iterativa e, numa solução convergente, os resíduos – que traduzem a conservação global das propriedades do escoamento – são muito pequenos.

O progresso para uma solução convergente pode ser facilitado através de uma selecção cuidadosa das configurações de vários factores de relaxamento e dispositivos de aceleração. Não há orientações simples para fazer essas escolhas, uma vez que são dependentes do problema. A optimização da solução exige uma experiência considerável, que só pode ser adquirida pelo uso extensivo do *software* aplicado a diferentes problemas.

Não há nenhuma maneira precisa de se estimar os erros introduzidos na geração de uma malha inadequada para o escoamento geral. Uma boa malha inicial baseia-se, em grande parte, numa visão sobre as propriedades do escoamento esperado. Um conhecimento da dinâmica dos fluidos do problema a estudar certamente ajuda na escolha de uma boa malha. A

única maneira de eliminar erros, devido a uma malha mais grossa, é realizar um estudo da dependência da malha, que consiste num processo de sucessivo refinamento de uma malha, inicialmente grossa, até que os resultados fundamentais se mantenham constantes entre malhas mais finas e mais grossas. A procura sistemática de resultados de uma malha independente constitui uma parte essencial de todos os estudos de alta qualidade de CFD.

No final de uma simulação o usuário deve fazer um julgamento dos resultados obtidos, verificando se são suficientemente bons. A avaliação da validade e da precisão de resultados de um programa tão complexo como um código de CFD tem que ser efectuada através da comparação com resultados experimentais. O CFD, executado de uma forma séria, não substitui ensaios experimentais, mas é um instrumento muito poderoso, permitindo uma resolução adicional de problemas.

O principal objectivo de todo o exercício de CFD é uma melhor compreensão do comportamento do sistema, mas visto que não há garantias em relação à precisão de uma simulação, é necessário validar os resultados com frequência e rigor. No entanto, os principais ingredientes para o sucesso em CFD são a experiência e uma profunda compreensão da física dos escoamentos de fluidos e dos fundamentos de algoritmos numéricos (Frank *et al.*, 2007).

3.5.Malhas

A solução do problema do escoamento (velocidade, pressão, temperatura, etc.) é definida dentro de nós, em cada célula. A precisão de uma solução CFD é regida pelo número de células da malha. Em geral, quanto maior o número de células, melhor a solução e maior é a precisão. A precisão de uma solução, o custo ao nível de *hardware* computacional necessário e o tempo de cálculo estão dependentes do refinamento da malha utilizada. As malhas ideais são muitas vezes as não uniformes, pois são mais finas nas áreas onde ocorrem grandes variações (elevados gradientes de grandezas relevantes) de ponto a ponto e mais grosseiras em regiões onde ocorrem as variações são pequenas (Franke *et al.*, 2007).

Um conceito básico dos códigos CFD é dividir a geometria do fluido em elementos ou células e, em seguida, resolver uma equação de conservação para cada célula. Existem duas abordagens para capturar os detalhes geométricos do domínio computacional, que são:

- Criação de uma malha regular (e estruturada) suficientemente grande para incorporar toda a geometria. As regiões que se estendem sobre o limite são, então, cortadas.
- Malha “*body-fitted*”, onde as superfícies das células seguem uma superfície curva do domínio, como uma sequência de facetas planas. As células são projectadas para manter uma forma regular. Em malhas estruturadas, as linhas da malha acompanham a superfície. Este tipo de malha é o mais utilizado.

No caso das malhas “*body-fitted*”, o interior do domínio deve ser criado para satisfazer as restrições geométricas impostas pelos limites do domínio. Existem várias topologias de malha disponíveis:

- Malha estruturada: as arestas formam linhas de células numa malha contínua que começa e termina no bloco de faces opostas. As células têm uma forma de hexaedro.

- Malha não estruturada: permitem uma construção livre célula a célula, sem considerar a continuidade das linhas da malha. A forma da célula mais típica é o tetraedro, mas qualquer outra forma, incluindo células hexaédricas, é possível. Esta malha pode ou não ter uma célula correspondente nas faces. Os casos especiais de malhas não estruturadas são:
 - Malha “*Block structured*”: a malha é montada a partir de um número de blocos estruturados, ligados uns aos outros.
 - Malha “*Chimera*”: os blocos de malha estruturada são colocados livremente no domínio, para ajustar os limites geométricos e para satisfazer os requisitos de resolução.
 - Malha “*Hybrid*”: esta malha combina diferentes tipos de elementos, ou seja, tetraedros, hexaedros, prismas e pirâmides (Fig. 6).

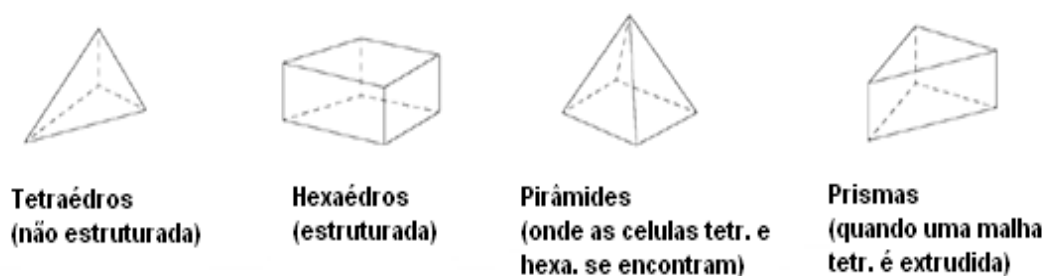


Figura 6 – Tipos de elementos que constituem uma malha em 3D (retirado do manual ANSYS, 2009)

A malha deve ser suficientemente fina para fornecer uma solução adequada do escoamento, bem como as características geométricas. Isto pode ser alcançado por refinamento local. As malhas não estruturadas são especialmente adequadas para este fim.

A precisão da simulação geralmente aumenta com o aumento do número de células e com a diminuição do tamanho destas. No entanto, o tamanho da malha está sempre limitado, devido ao espaço de armazenamento do computador e ao tempo de cálculo.

As malhas podem ser classificadas de acordo com várias características:

- Forma: a forma das células é geralmente triangular ou quadrilateral.
- Ortogonalidade: a ortogonalidade da rede é determinada pelo ângulo entre o cruzamento das linhas da rede. Se o ângulo é de 90°, a malha é ortogonal. Se for diferente de 90°, a malha não é ortogonal. Para redes não-ortogonais de coordenadas não-ortogonais é muitas vezes usado um sistema para derivar termos nas equações. As coordenadas, em seguida, seguem as linhas da malha de uma rede estruturada. As três coordenadas não-ortogonais são frequentemente designadas por ξ , ψ e ζ no sistema de coordenadas ortogonais.
- Estrutura: as malhas podem ser estruturadas ou não estruturadas. Muitas vezes, uma malha estruturada é usada no método de volumes finitos e uma malha não estruturada é utilizada no método de elementos finitos. Quase todas as redes que utilizam células

triangulares são malhas não estruturadas. As vantagens da rede não estruturada para a modelação de geometrias complexas são evidentes. Existem inúmeros algoritmos para gerar malhas 3D baseadas em células tetraédricas e estão incluídos em programas CFD. No entanto, células de hexaedros dão maior precisão e velocidade no cálculo.

- Blocos: uma malha multi-blocos é constituída por várias malhas estruturadas interligadas.
- Posição variável: classificação de acordo com a posição na malha onde a variável é calculada: malhas escalonadas (variáveis são calculadas em posições diferentes); malhas não escalonadas (todas as variáveis são calculadas no mesmo local, na maioria das vezes, no centro de cada célula).
- Movimentos da malha: uma malha adaptativa move-se de acordo com o fluxo do campo de cálculo. Quando a superfície livre têm um movimento durante um intervalo de tempo, é possível fazer a mudança da malha, para calcular a situação da nova geometria. Assim, podem ser feitos cálculos em função do tempo.

A precisão e a convergência de um cálculo de volumes finitos dependem da qualidade da malha.

As características mais importantes da malha são:

- não-ortogonalidade;
- proporção (“*Aspect ratio*”);
- taxa de expansão.

A não-ortogonalidade das intersecções de linhas da malha é o desvio de 90°. Se a intersecção da linha da malha é inferior a 45° ou superior a 135°, a malha é muito não-ortogonal. Esta situação deve ser evitada.

Se o comprimento das células for, por exemplo, Δx_A e Δx_B , e se a altura das células for Δy_A e Δy_B , então, o coeficiente de expansão da malha destas células é $\Delta x_A / \Delta x_B$. A proporção é $\Delta x_A / \Delta y_A$.

A taxa de expansão e a proporção da malha não deve ser muito grande, a fim de evitar problemas de convergência e imprecisões. Proporções de 2/3 não apresentam problemas, se a direcção do escoamento for paralela ao lado mais longo da célula (Olsen, 1999). A experiência mostra que proporções de 10/50 dão convergências extremamente lentas para os cálculos de escoamentos de água. Uma taxa de expansão de 1,2 não causará qualquer problema para a solução (Olsen, 1999). A experiência mostra também que uma taxa de expansão em torno de 10 pode dar resultados extremamente maus para o cálculo de escoamentos de água.

No que diz respeito à forma das células computacionais, hexaedros são preferíveis aos tetraédricos. As células de hexaedros são conhecidos por apresentar menores erros de truncatura e mostrarem melhor a convergência iterativa (*e.g.* Hirsch *et al.*, 2002). Nas paredes, as linhas da malha devem ser perpendiculares à parede (*e.g.* Casey e Wintergerste, 2000, Menter *et al.*, 2002). Por isso, na utilização de uma malha tetraédrica deve-se optar por usar células prismáticas na parede e células tetraédricas afastadas da parede.

Criar uma boa malha constitui uma parte considerável do trabalho necessário para o cálculo CFD para geometrias complexas. É impossível fazer recomendações para a resolução da malha com antecedência, pois isso depende maioritariamente do problema. A experiência é muito importante para esta tarefa.

As malhas mais utilizadas são as malhas tetraédricas e as malhas hexaédricas. A utilização da malha tetraédrica (Fig. 7) tem a vantagem de se poder gerar rapidamente, automaticamente e com geometrias complexas. Neste tipo de malhas um volume arbitrário pode ser sempre preenchido com tetraedros, pode ser facilmente combinado com curvatura e funções aproximadas automáticas para refinar a malha em regiões críticas e pode ser combinado com a “*mesh inflation*”, para refinamento perto de paredes sólidas (resolução da camada limite). As desvantagens são, para uma malha semelhante e com a mesma densidade, a existência de uma maior contagem de elementos e nós em relação a uma malha hexaédrica, geralmente não é possível o alinhamento das células com uma direcção do escoamento e não é adequada para sólidos finos ou anéis ou à não isotropia geométrica e natureza do elemento.

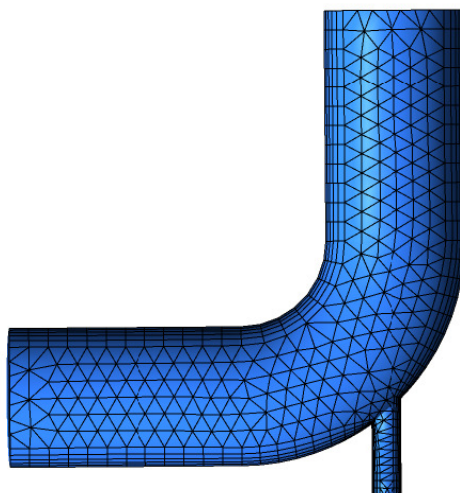


Figura 7 – Elemento com malha tetraédrica (retirado do manual ANSYS, 2009)

Em relação às malhas hexaédricas (Fig. 8) têm a vantagem de ter menos elementos necessários para a resolução física da maioria das aplicações de CFD. Além disso, para geometrias arbitrárias, a malha hexaédrica pode exigir um processo multi-passos que pode formar uma malha de alta qualidade/alta eficiência e para muitas geometrias simples, a utilização de técnicas de varrimento pode ser a maneira mais simples para gerar malhas em hexaedro. Porém, as malhas hexaédricas não são as mais indicadas na discretização de elementos com muitos detalhes, pois não são tão precisas como as tetraédricas.

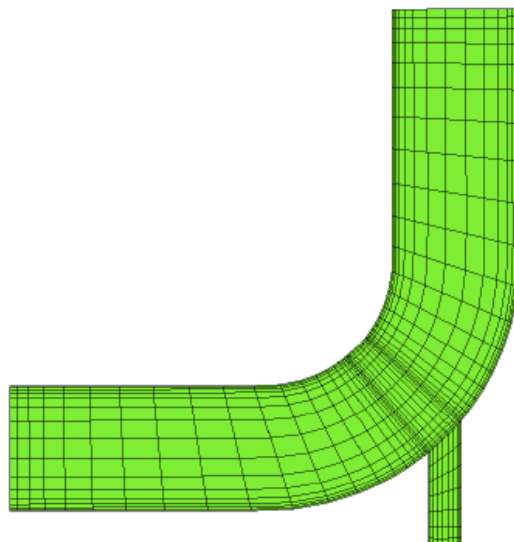


Figura 8 – Elemento com malha em hexaedro (retirado do manual ANSYS, 2009)

3.6. Condições de fronteira

As equações diferenciais de transporte para quantidades diferentes da turbulência podem ser resolvidas apenas para um problema particular quando as condições de fronteira forem especificadas. O fluxo turbulento pode ser delimitado por uma parede sólida e uma superfície livre. Quando os escoamentos são simétricos, apenas metade tem que ser calculado passando a linha ou plano de simetria a ser uma fronteira do domínio de cálculo. A abertura por onde a entrada de escoamento é admitida é designada como “*inlet*” e por onde sai designa-se como “*outlet*”.

Numa parede sólida aplica-se a condição de fronteira “*no-slip*” (sem escorregamento) a fim de que ambas as componentes das velocidades, médias e flutuantes, sejam zero; em contrapartida, a taxa de dissipação ε é finita e requer atenção especial (Nezu e Nakagawa, 1993). Refira-se ainda que, junto às paredes sólidas a subcamada viscosa não é resolvida, pois isso exigiria um elevado refinamento da malha que conduziria a tempos computacionais inportáveis. Em vez disso, foram utilizadas funções de parede (“*wall functions*”) que basicamente adoptam a lei logarítmica (Eq. 25) iniciando a malha, *i.e.* localizando o primeiro elemento da malha, fora da camada subviscosa $z^+ > 11,6$.

Nas condições de fronteira livre as velocidades são iguais ao seu escoamento livre (ou de ambiente) em valor. Muitas vezes, o escoamento de ambiente é assumido como estando inteiramente livre de turbulência, para que todas as tensões de turbulência e a dissipação ε sejam zero na fronteira livre.

Para condições de simetria em planos ou linhas de simetria, os gradientes normais são zero para todas as quantidades com comportamento simétrico, tais como quantidades escalares (por exemplo, energia cinética turbulenta, k , e taxa de dissipação, ε), componentes de velocidade paralela ao plano de simetria ou de linha e tensões normais. Por outro lado, componentes de velocidade normal aos planos de simetria ou linhas e tensões tangenciais são eles próprios zero.

A condição de fronteira de uma superfície livre na ausência de vento pode ser considerada, numa primeira aproximação, como um plano de simetria. Por isso, é frequente utilizar um gradiente zero como condição de fronteira para as componentes de velocidade u , v , w e para as quantidades de turbulência k e ε na superfície livre.

O método utilizado para determinar a superfície livre é chamado VOF (*Volume of Fluids*). No método VOF, a superfície é representada por meio da função de volume de fluido (VOF), que permite representar superfícies livres de configuração arbitrária evitando complicações lógicas excessivas. A função de fracção C toma o valor "1" em pontos ocupados pelo fluido e "0" em caso contrário. A média da função C num volume de controlo representa a fracção do volume ocupado pelo fluido. Células com $C=1$ são consideradas "cheias" e células com $C=0$ são consideradas "vazias". Células com valores de C compreendidos entre "0" e "1" e com pelo menos uma célula adjacente vazia, são consideradas células de superfície (Hirt e Nichols, 1981).

4.SIMULAÇÃO DE ESCOAMENTOS UNIFORMES

4.1.Descrição da simulação e do pré-processamento

Para a simulação 3D do escoamento foi escolhido o código CFD comercial CFX tendo-se realizado simulações com o modelo de fecho de duas equações ($k-\epsilon$). Foi definida a geometria correspondente ao canal com as respectivas alturas de água relativas, $h_r=0,2$ e $h_r=0,3$. Considerou-se um escoamento bifásico (água-ar) permitindo a oscilação da superfície livre e a modelação da interacção água-ar. Optou-se por uma altura de ar de 0,05 m para reduzir a sobrecarga computacional.

Em termos de geometria, o canal experimental a simular tem 2 m de largura e 10 m de comprimento. A geometria do leito principal é trapezoidal, com 0,4 m de largura do rasto e 0,10 m de altura; os leitos de cheias têm 0,7 m de largura (Fig. 9). As margens do leito principal apresentam um ângulo de 45° e o declive longitudinal médio deste é de $1,10 \times 10^{-3}$ m/m.

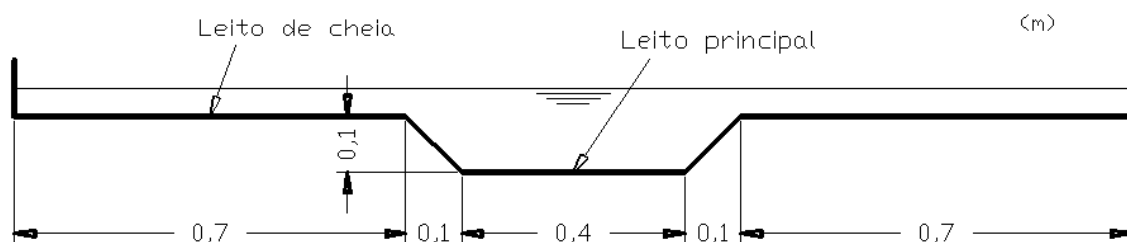


Figura 9 - Secção transversal do canal

Para evitar demasiado esforço computacional, optou-se por simular apenas a parte simétrica da secção do canal e considerou-se inicialmente 5 m de comprimento (num total de 10 metros de comprimento), para todas as simulações. Mas, como os resultados no “outlet” (fronteira de jusante) apresentavam valores não muito fiáveis, optou-se por utilizar os resultados da secção de 4 m (dos primeiros 5 m simulados) e colocá-los no “inlet” (condição de fronteira de montante) dos restantes 5 m metros a simular, perfazendo-se um comprimento total do canal simulado de 9 m, em vez de 10 m. Contudo, apenas foram utilizados os resultados das secções de 3 m, 5 m, 6 m e 7,5 m.

A malha escolhida para correr as simulações foi a malha hexaédrica, pois apresenta uma melhor definição de qualidade e produz melhores resultados na simulação de escoamentos (cf. Biswas e Strawn, 1998). A malha hexaédrica, é constituída por 600.000 elementos. O leito principal é constituído por 40 elementos na horizontal e 25 elementos na vertical na zona representada como água e 15 na zona representada como ar (Fig. 10). O leito de cheia é constituído por 90 elementos na horizontal e 15 elementos na vertical na zona representada como água e 15 na zona representada como ar. A malha é mais refinada nas zonas de interface água-ar, assim como nas zonas das paredes (fundo e lateral). Na zona de simetria optou-se igualmente por uma malha mais refinada, com a finalidade de conseguir melhor qualidade dos resultados.

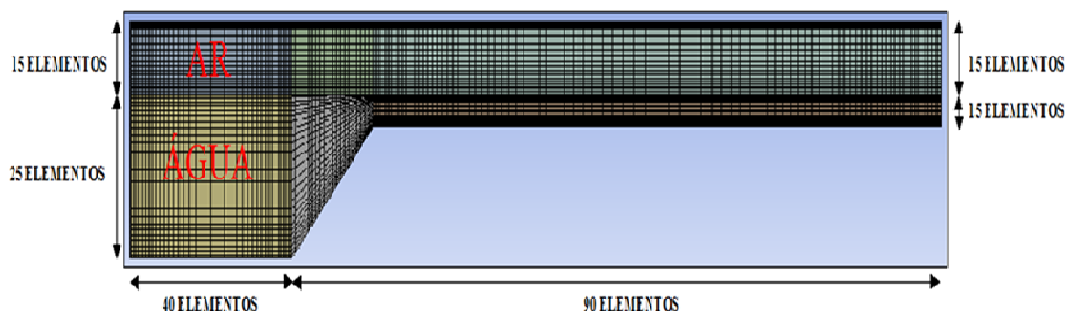


Figura 10 – Canal de seção composta com malha hexaédrica

4.2. Verificação da validade do procedimento de subdivisão do canal em dois trechos

Realizaram-se testes para a $h_r=0,2$ e $h_r=0,3$, para verificar se os resultados obtidos no “outlet” (ou seja, os resultados da seção de 4 m, dos primeiros 5 m simulados, quando inseridos no “inlet” dos restantes 5 m metros a simular) não sofriam alterações, isto é, se coincidiam. Na Fig. 11, pode verificar-se que em termos de evolução dos caudais os resultados coincidem e que o modelo $k-\varepsilon$ apresenta um comportamento muito semelhante ao comportamento dos valores obtidos experimentalmente. Pode também observar-se nas Figs. 12, 13 e 14 que o modelo $k-\varepsilon$ representa correctamente a transição de caudais e a velocidade dos resultados da seção de 4 m (dos primeiros 5 m simulados) para os restantes 5 m metros a simular. Mas em relação $h_r=0,3$, já não se pode dizer o mesmo pois nas Figs. 15 e 16 nota-se claramente um desnível na transição de valores do “outlet” para o “inlet”. Não foi encontrado nenhum erro no procedimento adaptado, pelo que aquele desnível só poderá ser explicado pelo facto de se ter utilizado a mesma malha usada para $h_r=0,2$ o que pode levar a que a zona da interface água-ar não esteja refinada para $h_r=0,3$. Devido à duração do presente trabalho não foi possível averiguar esta situação através da implementação de uma nova malha para $h_r=0,3$. De qualquer modo esta análise deverá ser efectuada em estudos futuros. Ainda assim, verifica-se que os valores dos caudais ao longo do canal vão sendo corrigidos, tentando “remediar” o desnível ocorrido na transição do “outlet” para o “inlet”. Através das Figs. 17 e 18, parece que o modelo $k-\varepsilon$ representa correctamente a transição de caudais e a velocidade dos resultados da seção de 4 m (dos primeiros 5 m simulados) para os restantes 5 m metros a simular.

Em relação aos dados introduzidos no CFX, foram colocadas várias expressões para diferenciar a água do ar. Na superfície da geometria, zona de ar, colocou-se uma condição de fronteira “Free Slip” que permite o deslizamento da fronteira anulando o atrito com o ar, evitando assim a desaceleração do escoamento devido há existência desta fronteira no topo do canal. Colocou-se uma condição de fronteira “No-Slip” com uma rugosidade de 0,15 mm e na parede lateral do leito de cheia também foi inserida a condição de fronteira de simetria, a meio do leito principal.

Como existem diferentes velocidades de escoamento iniciais, no leito principal e no leito de cheia, foram criados dois “inlets”, onde foram inseridas as correspondentes velocidades. No Quadro 2 apresentam-se os valores relativos aos caudais fornecidos pelo ensaio experimental, os quais permitiram obter os valores das velocidades de escoamento para cada “inlet”,

$U_s = Q/S$, onde S corresponde à secção do canal. A jusante foi inserido uma condição de fronteira “outlet” onde foram retirados os resultados simulados.

Quadro 2 – Valor dos caudais fornecidos pelo LNEC, regime uniforme

	$h_r=0,2$	$h_r=0,3$
Q_{lp} (l/s)	42,2	54,4
Q_{lc} (l/s)	11,2	26,2

No controlo do algoritmo (*Solver Control*) adoptou-se um número de iterações de 2000 e uma escala de tempo de 0,05 s, para uma melhor qualidade dos resultados.

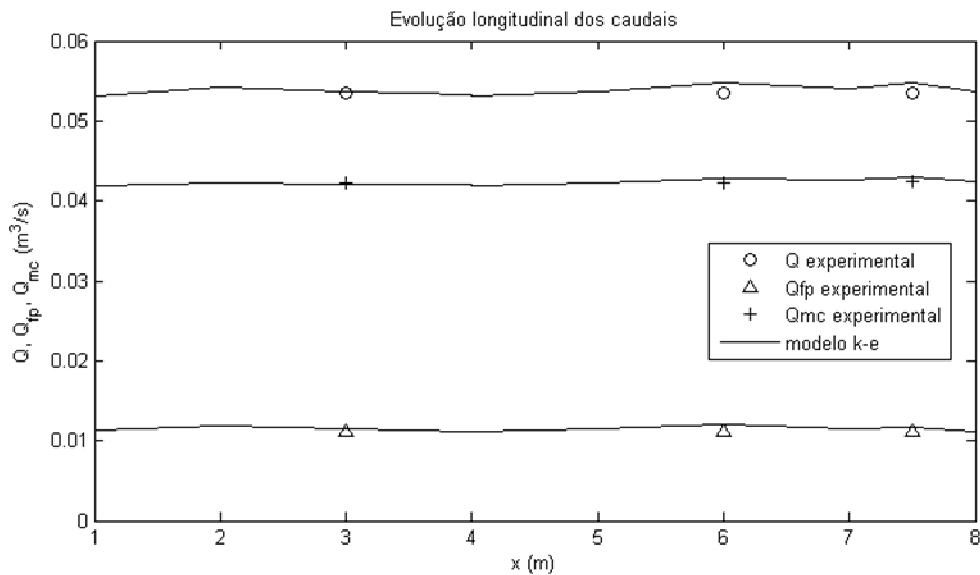


Figura 11 – Comparação da evolução longitudinal dos caudais experimentais e do modelo $k-\epsilon$ ($h_r=0,2$)

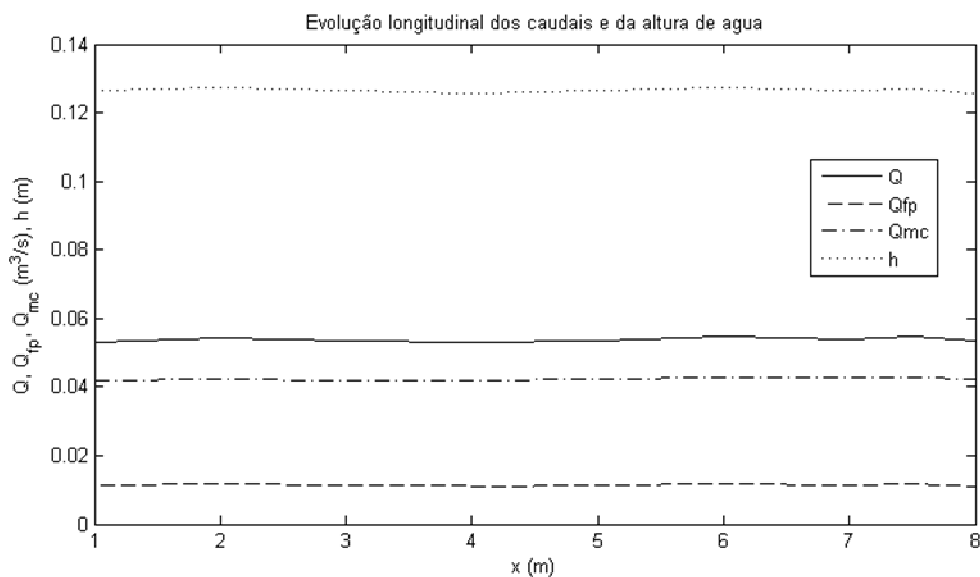


Figura 12 – Evolução longitudinal dos caudais e da altura de água ($h_r=0,2$)

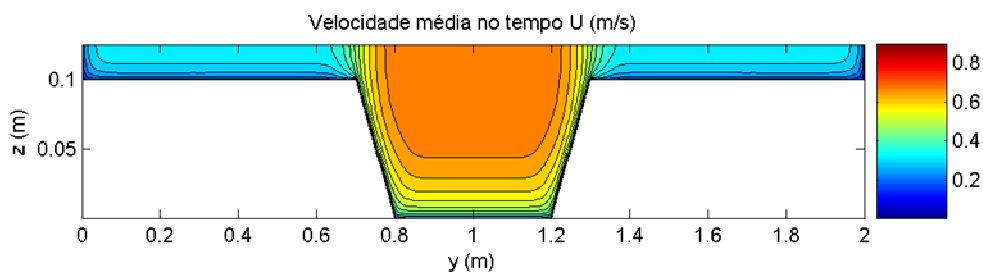


Figura 13 - Isolinhas correspondentes à velocidade média no tempo U para X4000 out ($h_r=0,2$)

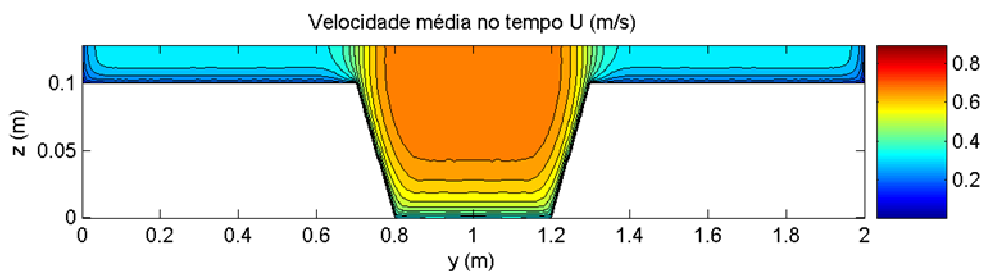


Figura 14 - Isolinhas correspondentes à velocidade média no tempo U para X4000 in ($h_r=0,2$)

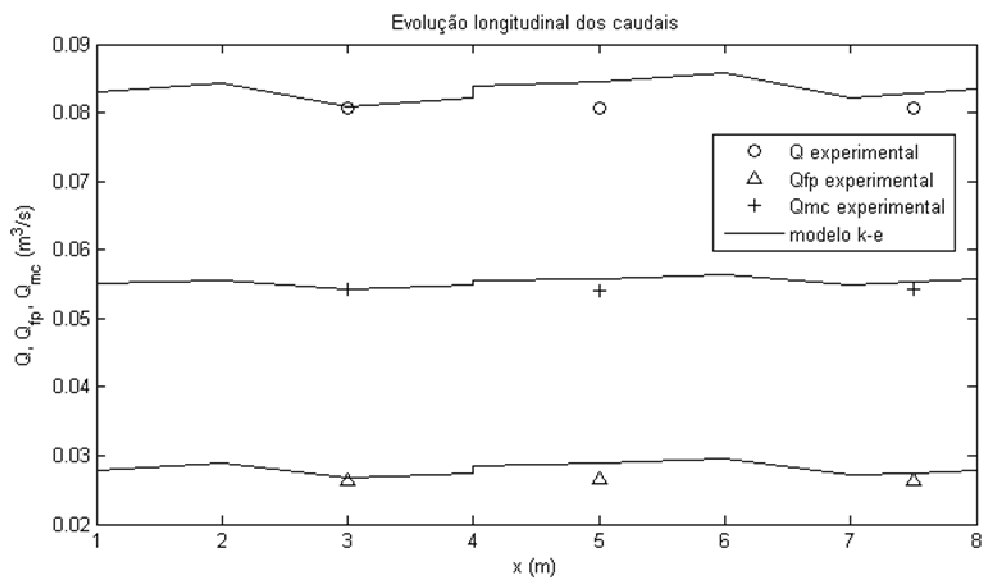


Figura 15 – Comparação da evolução longitudinal dos caudais experimentais e do modelo $k-\epsilon$ ($h_r=0,3$)

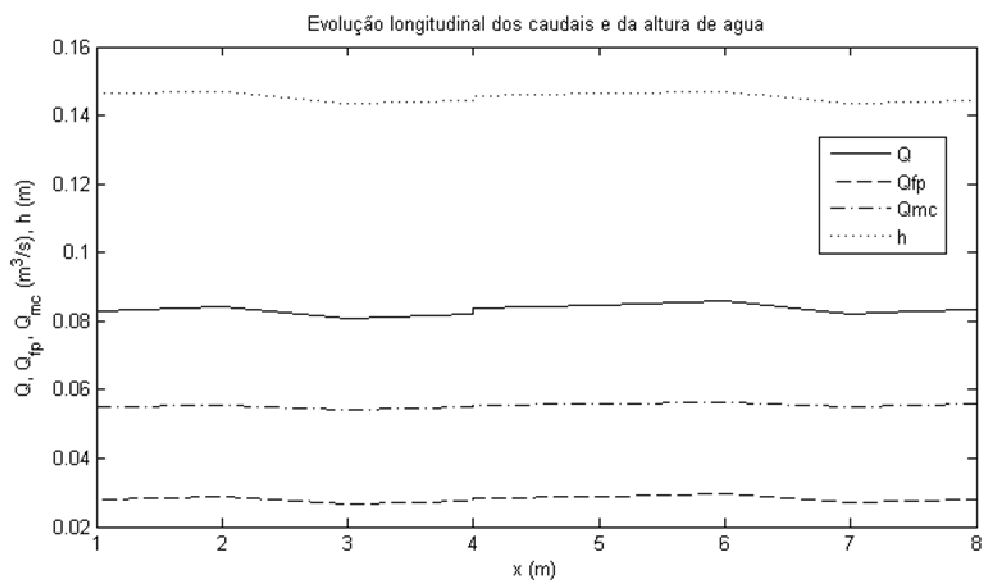


Figura 16 – Evolução longitudinal dos caudais e da altura de água ($h_r=0,3$)

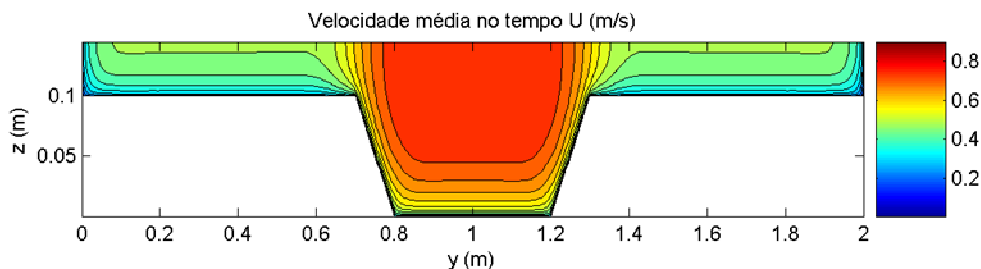


Figura 17 - Isolinhas correspondentes à velocidade média no tempo U para X4000 out ($h_r=0,3$)

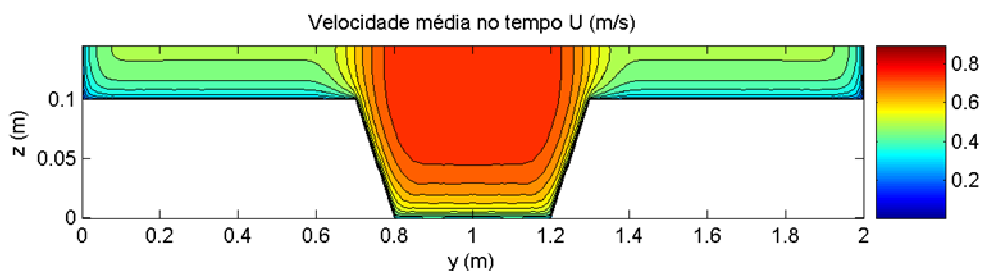


Figura 18 - Isolinhas correspondentes à velocidade média no tempo U para X4000 in ($h_r=0,3$)

4.3. Verificação do desenvolvimento da camada limite e da camada de mistura

De modo a poder comparar os resultados simulados com os resultados experimentais, para uma melhor compreensão do funcionamento do CFX, foram utilizados dados fornecidos por Pinto (2010) e Teixeira (2011) que realizaram ensaios no mesmo canal no Departamento de Hidráulica e Ambiente, Pavilhão de Hidráulica do Laboratório Nacional de Engenharia Civil (LNEC). Pinto (2010) e Teixeira (2011) realizaram ensaios para $h_r=0,2$ e $h_r=0,3$, respectivamente.

O primeiro factor que se pode analisar é o desenvolvimento da camada limite (Fig. 19). Teoricamente, a montante do canal, o escoamento na porção inicial da camada limite pode considerar-se laminar mas, à medida que se avança no canal, verifica-se o aumento da camada limite até que o movimento laminar inicial se vai tornando instável, começando a apresentar algumas perturbações. Estas irregularidades dão origem a turbulência e, com isto, a espessura da camada limite cresce acentuadamente, no sentido do escoamento (região de transição). A jusante desta região, a camada limite é inteiramente turbulenta e esta continua a aumentar a sua espessura linearmente, com uma pressão uniforme ao longo do canal (*e.g.* Massey, 2002).

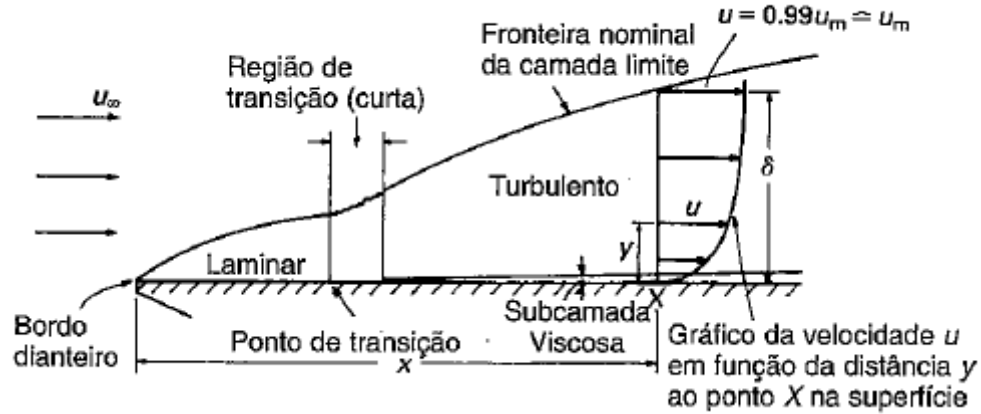


Figura 19 - Desenvolvimento da camada limite ao longo de uma superfície sólida (adaptada de Massey, 2002)

Analisando vários perfis verticais de velocidade na posição central da secção, ao longo de todo o canal, para $h_r=0,2$ e $h_r=0,3$ (Figs. 20 e 21), foi possível verificar o desenvolvimento da camada limite nos resultados numéricos e comparar estes com os resultados experimentais de Pinto (2010) e de Teixeira (2011). Para a maior altura relativa o modelo apresenta um melhor comportamento, ou seja, os resultados apresentam-se mais próximos dos valores reais.

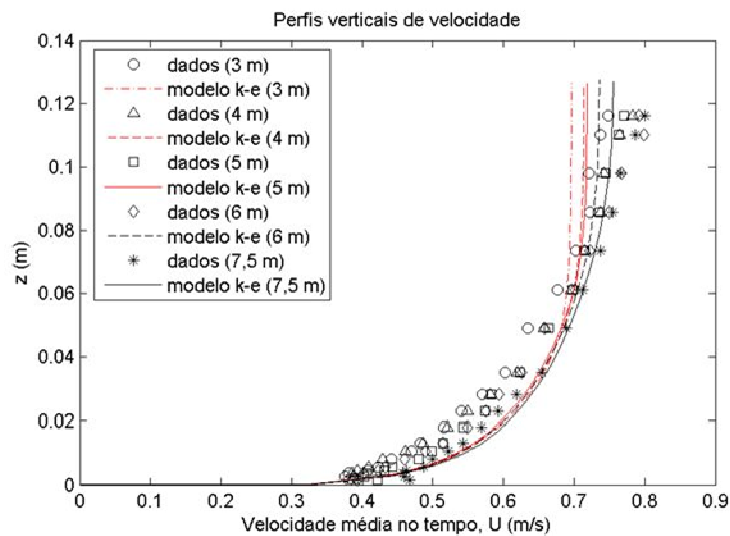


Figura 20 – Perfis verticais de velocidades para $h_r=0,2$

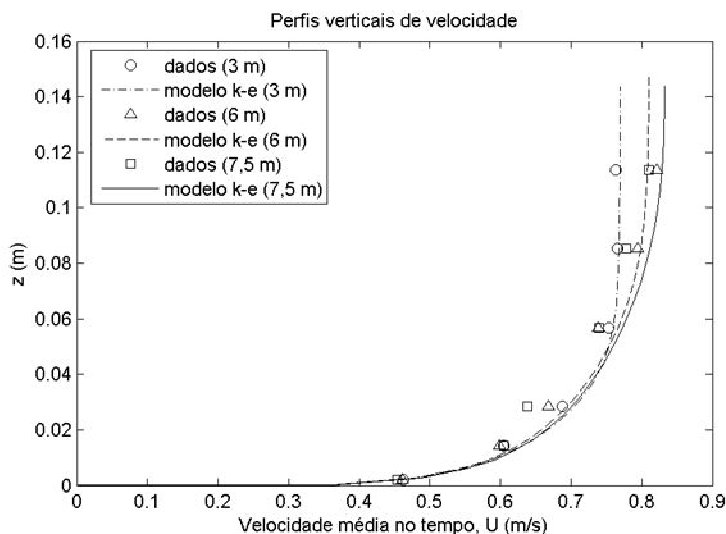


Figura 21 – Perfis verticais de velocidades para $h_r=0,3$

Nas figuras anteriores é possível observar que à medida que se avança no canal, os perfis verticais de velocidade obtidos numericamente tendem para uma forma e posição constante, sendo os perfis a 6,0 e 7,5 m da entrada praticamente coincidentes. A referida forma dos perfis mais próximos de jusante do canal é semelhante à forma logarítmica de um perfil de velocidades para escoamentos bidimensionais com superfície livre, apresentando o respectivo desenvolvimento completo da camada limite.

Para o estudo da influência da altura relativa de água (h_r) no desenvolvimento da camada limite e da camada de mistura analisaram-se 3 secções distintas do canal: uma situada mais a montante, a 3 m do início do canal (X3000) e outras duas, próximas entre si, em posições mais a jusante do canal, nomeadamente a 6 m do início do canal (X6000) e a 7,5 m da referida posição inicial (X7500), tal como foi realizado experimentalmente.

Verifica-se que as linhas de contorno (isolinhas) numéricas e experimentais, para $h_r=0,2$ e $h_r=0,3$ (Figs. 22 e 23), apresentam valores de velocidade de escoamento U muito próximos, ou seja, valores mais baixos no leito de cheia e valores mais altos no leito principal.

Os resultados numéricos e experimentais mostram ainda um desenvolvimento para jusante do campo de velocidades com uma redução das velocidades junto ao fundo e um aumento de velocidades junto à superfície livre junto ao leito principal, que são características do desenvolvimento da camada limite turbulenta.

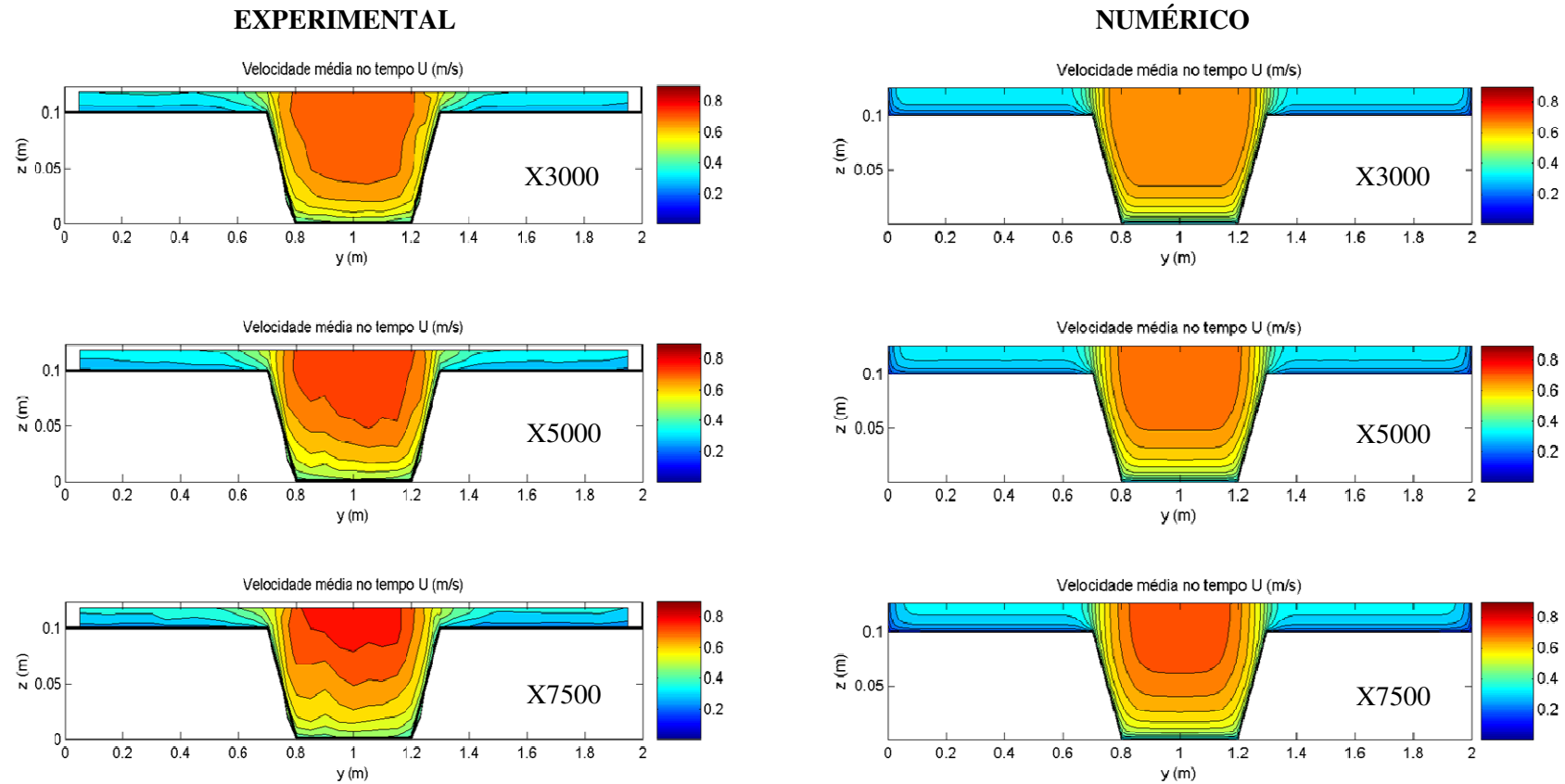


Figura 22 – Isolinhas experimentais e numéricas correspondentes à velocidade média no tempo U para X3000, X5000 e X7500 (regime uniforme $h_r=0,2$)

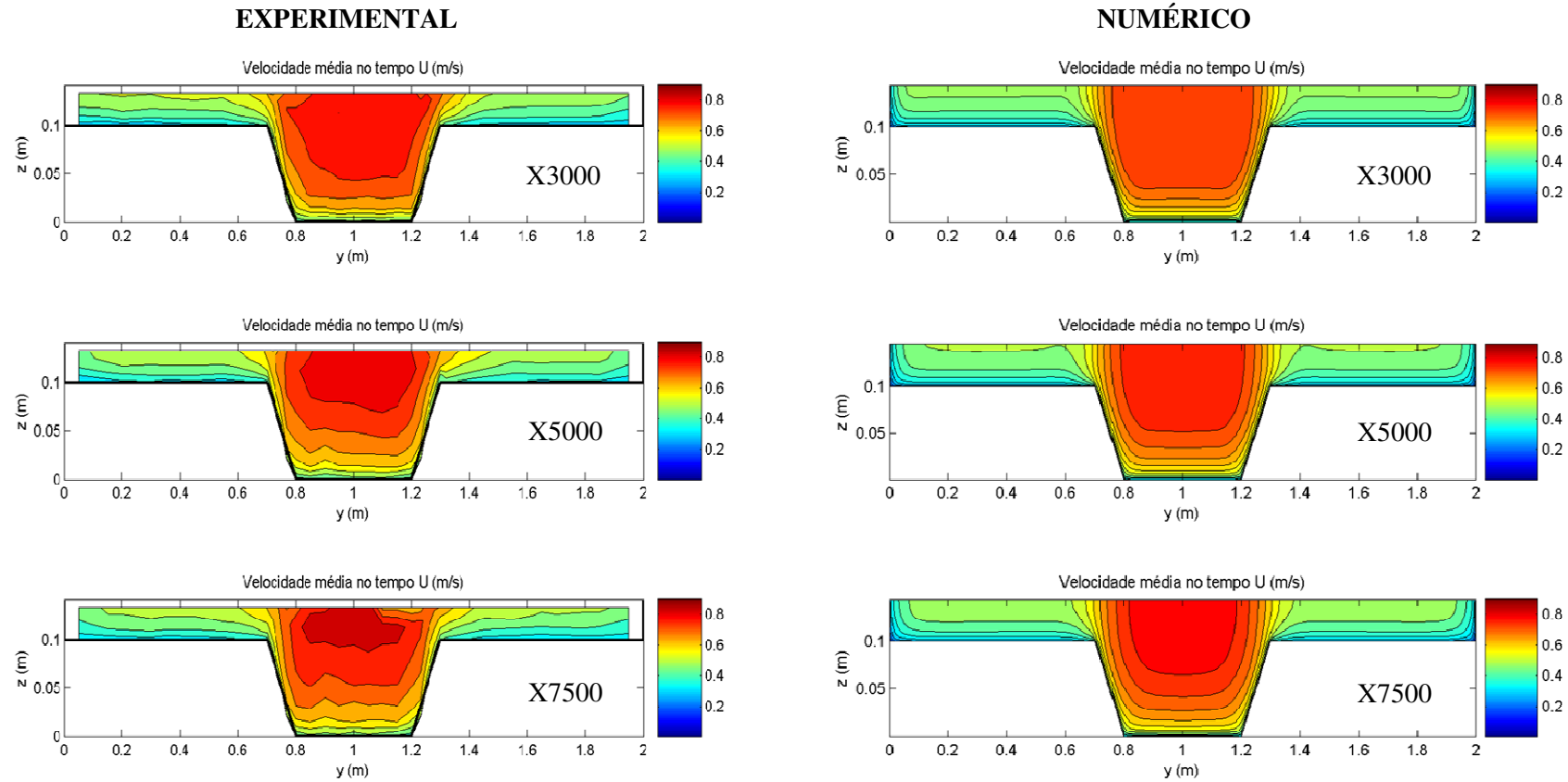


Figura 23 – Isolinhas experimentais e numéricas correspondentes à velocidade média no tempo U para X3000, X5000 e X7500 (regime uniforme $h_r=0,3$)

Comparando os resultados para as duas alturas relativas constata-se que, em termos de desenvolvimento da camada limite, os mesmos são semelhantes diferindo apenas na magnitude dos valores que é maior para $h_r=0,3$.

Relativamente ao desenvolvimento da camada de mistura entre os leitos de cheia e o leito principal pode concluir-se que essa camada é maior nos resultados experimentais, *i.e.* a transição das velocidades maiores, no leito principal, para as velocidades menores, nos leitos de cheia, é feita numa distância superior à verificada nos resultados numéricos. Isto significa que o modelo isotrópico $k-\varepsilon$ não permite uma simulação exacta da camada de mistura, especialmente para $h_r=0,2$ onde os vórtices de larga escala são mais importantes (*e.g.* Shiono e Knight 1991, Nezu *et al.* 1999). Para $h_r=0,3$ a camada de mistura prevista pelo modelo aproxima-se melhor da observada experimentalmente. Porém, nos resultados experimentais, verifica-se uma inflexão das isolinhas perto da superfície no leito principal, que não é capturada pelo modelo. De acordo com Shiono e Knight (1991), este fenómeno ocorre devido às correntes secundárias.

Supostamente as isolinhas deveriam formar uma convexidade significativa para cima, perto da interface superior, como resultado de células de fluxo secundário gerado pela turbulência e anisotropia representada na Fig. 2 (*cf.* Nezu, 1994). As linhas de contorno $k-\varepsilon$ não apresentam esse comportamento, uma vez que o modelo assume a turbulência isotrópica e, portanto, não pode reproduzir o fluxo secundário (Figs. 22 e 23). Assim, para prever com rigor a velocidade na região da interface, é necessário modelar o escoamento secundário.

O modelo $k-\varepsilon$ prevê com algum rigor o campo de velocidades, mas os resultados numéricos junto às paredes afastam-se dos experimentais, o que não é surpreendente dado que a subcamada viscosa não foi resolvida, tendo, em vez disso, sido adoptadas funções de parede (ver secção 3.6). Outro aspecto que pode ter contribuição para a discrepância dos resultados foi a utilização de valores tipo para os parâmetros empíricos do modelo $k-\varepsilon$ (ver Quadro 1), que podem variar com o tipo de escoamento e não serem os mais adequados para escoamentos com secção composta.

4.4. Verificação do estabelecimento do regime uniforme

O modelo $k-\varepsilon$ reproduz razoavelmente a distribuição transversal da velocidade, *i.e.*, prevê uma velocidade maior no leito principal e menor no leito de cheias, unidas por uma transição que coincide com a transição do fundo entre aqueles dois leitos, como representado nas Figs. 24 e 25.

As distribuições transversais assumem um padrão semelhante, tanto para os resultados experimentais, como para os resultados numéricos, com valores dentro da mesma ordem de grandeza para as diferentes secções ao longo do canal, comprovando a situação de regime uniforme em relação às velocidades. Pode ainda observar-se a passagem de velocidades mais baixas nos leitos de cheia, devido a menor altura de escoamento, para velocidades mais elevadas no leito principal, de uma forma sinusoidal, que traduz uma uniformização de velocidades ao longo da secção. Tal como foi referido anteriormente, os resultados numéricos na região da interface coincidem melhor com os experimentais para $h_r=0,3$, isto porque para esta altura relativa os vórtices de larga escala deixam de ser tão importantes.

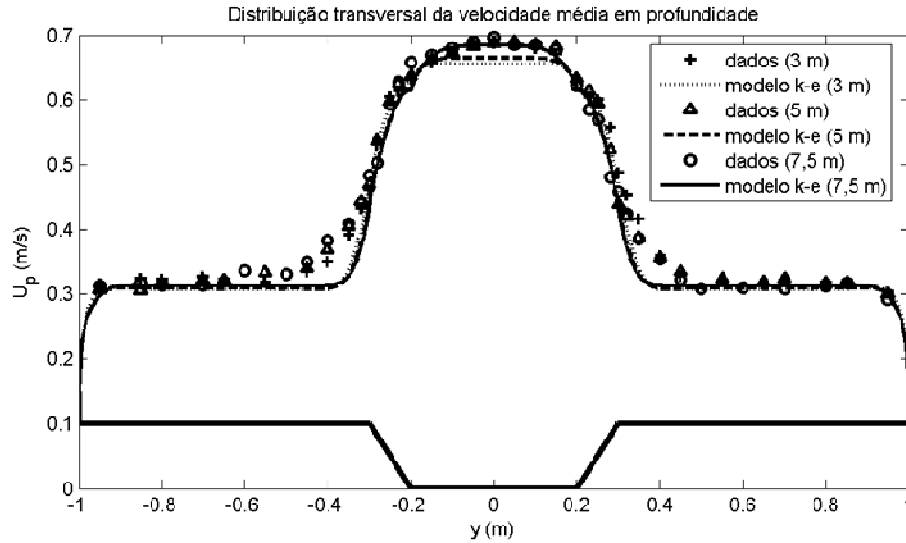


Figura 24 – Distribuição transversal da velocidade média em profundidade U_p , dados experimentais e dados simulados, para $h_r=0,2$

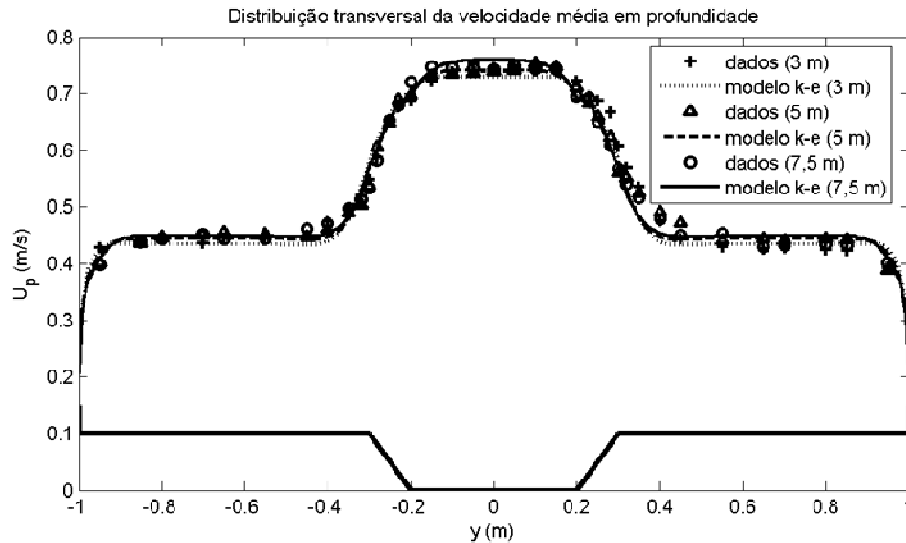


Figura 25 – Distribuição transversal da velocidade média em profundidade U_p , dados experimentais e dados simulados, para $h_r=0,3$

Nas Figs. 26 e 27, é também possível observar-se uma semelhança no padrão dos perfis das tensões de arrastamento nas três secções estudadas, nomeadamente com o aumento das referidas tensões, a partir das paredes laterais até à zona das interfaces, havendo um aumento brusco para posições mais próximas do leito principal. Na zona das interfaces, aproximadamente a meio destas, há uma descida acentuada da tensão, começando a subir novamente até ao meio do leito principal, onde geralmente se atingem os valores máximos. Genericamente, os resultados numéricos são superiores aos experimentais indicando que provavelmente a rugosidade utilizada no modelo $k-\epsilon$, que foi calibrada experimentalmente em Pinto (2010) para canal simples, é demasiado alta.

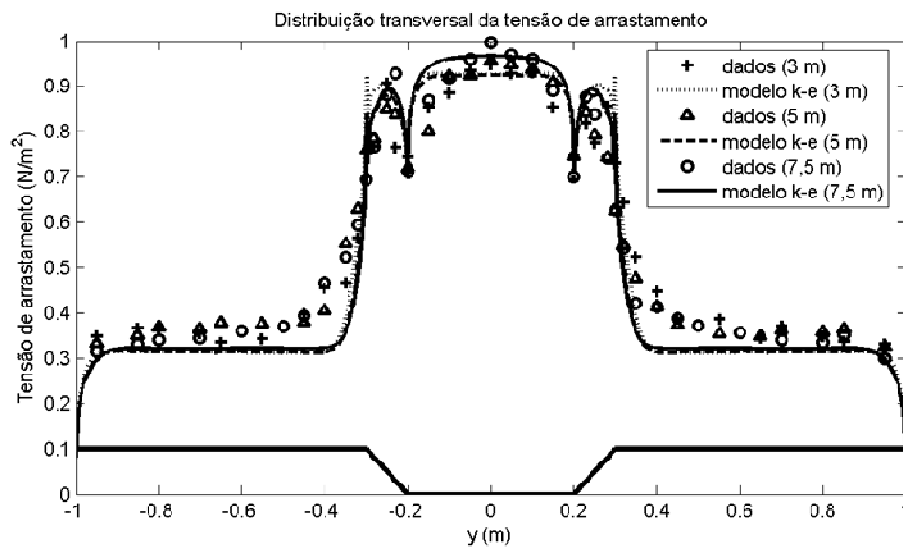


Figura 26 – Perfis das tensões de arrastamento, dados experimentais e simulados, em secção transversal para $h_r=0,2$

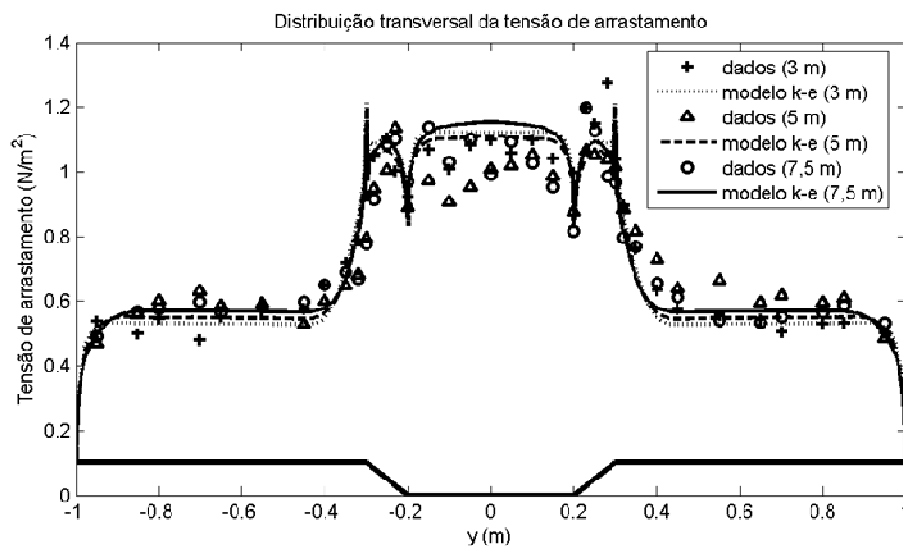


Figura 27 – Perfis das tensões de arrastamento, dados experimentais e simulados, em secção transversal para $h_r=0,3$

4.5. Análise da estrutura turbulenta

Neste subcapítulo analisar-se-á a estrutura turbulenta do escoamento, em particular as tensões de *Reynolds*, a viscosidade turbulenta e a energia cinética turbulenta. Infelizmente, não foram fornecidos dados sobre os ensaios experimentais que nos permitam proceder à comparação dos resultados, pelo que procede-se apenas à análise dos resultados das simulações efectuadas com o modelo. Optou-se por analisar os resultados para X7500, pois considerou-se que nessa secção a camada de mistura e todos os fenómenos a ela associados já se encontram desenvolvidos. Para além disso, considerou-se que aquela secção se encontra suficientemente afastada do “outlet” de modo a evitar possíveis perturbações da condição de fronteira de jusante.

Nas tensões de *Reynolds* verifica-se um aumento ao longo do canal, junto ao fundo e à interface. Na Fig. 28 pode-se observar que as maiores tensões encontram-se no leito principal (maior altura de água) e estão presentes apenas nas componentes xx , xy e xz . Nas componentes yy , yz e zz , as tensões são praticamente nulas.

Como se pode observar comparando as Figs. 28 e 29, verifica-se uma ligeira diferença entre os resultados das tensões para cada altura relativa. Os valores das tensões para uma $h_r = 0,3$ (Fig. 29) são maiores no fundo e menores na zona da interface, em relação aos resultados para uma $h_r = 0,2$ (Fig. 28). Isto significa que para $h_r = 0,3$ a turbulência gerada junto às paredes sólidas é maior, mas a turbulência gerada na camada de mistura é menor. Este último facto está relacionado com o menor gradiente $\partial U / \partial y$ existente para $h_r = 0,3$ que implica menores tensões $\tau_{xy} \propto (\partial U / \partial y)^2$ (cf. Prooijen *et al.* 2005). Tal como acontece para uma $h_r = 0,2$, pode-se observar que as maiores tensões encontram-se no leito principal (maior altura de água) e estão presentes apenas nas componentes xx , xy e xz . Mas as componentes yy , yz apresentam valores significativos na zona da interface, o que deve estar relacionado com o aparecimento do escoamento secundário. Na componente zz as tensões são praticamente nulas.

Na Fig. 30 pode observar-se uma maior dissipação de energia na zona da interface. Ao longo do canal, à medida que o regime tende para uniforme, também se vai verificando uma menor dissipação, mas a zona da interface continua a manifestar maior dissipação comparando com os leitos (leito principal e leito de cheias). Em relação ao leito de cheia, a dissipação de energia é muito inferior, pois a altura de água é menor. Em termos de dissipação de energia, não há uma grande variação entre as duas alturas relativas. A maior dissipação de energia verifica-se para $h_r = 0,3$, como pode observar-se na Fig. 31.

Na Fig. 32 pode-se verificar que ao longo do canal a energia cinética turbulenta, k , aumenta no leito principal junto ao fundo e na zona da interface, para $h_r = 0,2$. As isolinhas de k para $h_r = 0,3$ (Fig. 33) são idênticas às isolinhas para $h_r = 0,2$. Na interface inferior os valores para a energia cinética turbulenta são maiores para $h_r = 0,3$.

TENSÕES DE REYNOLDS

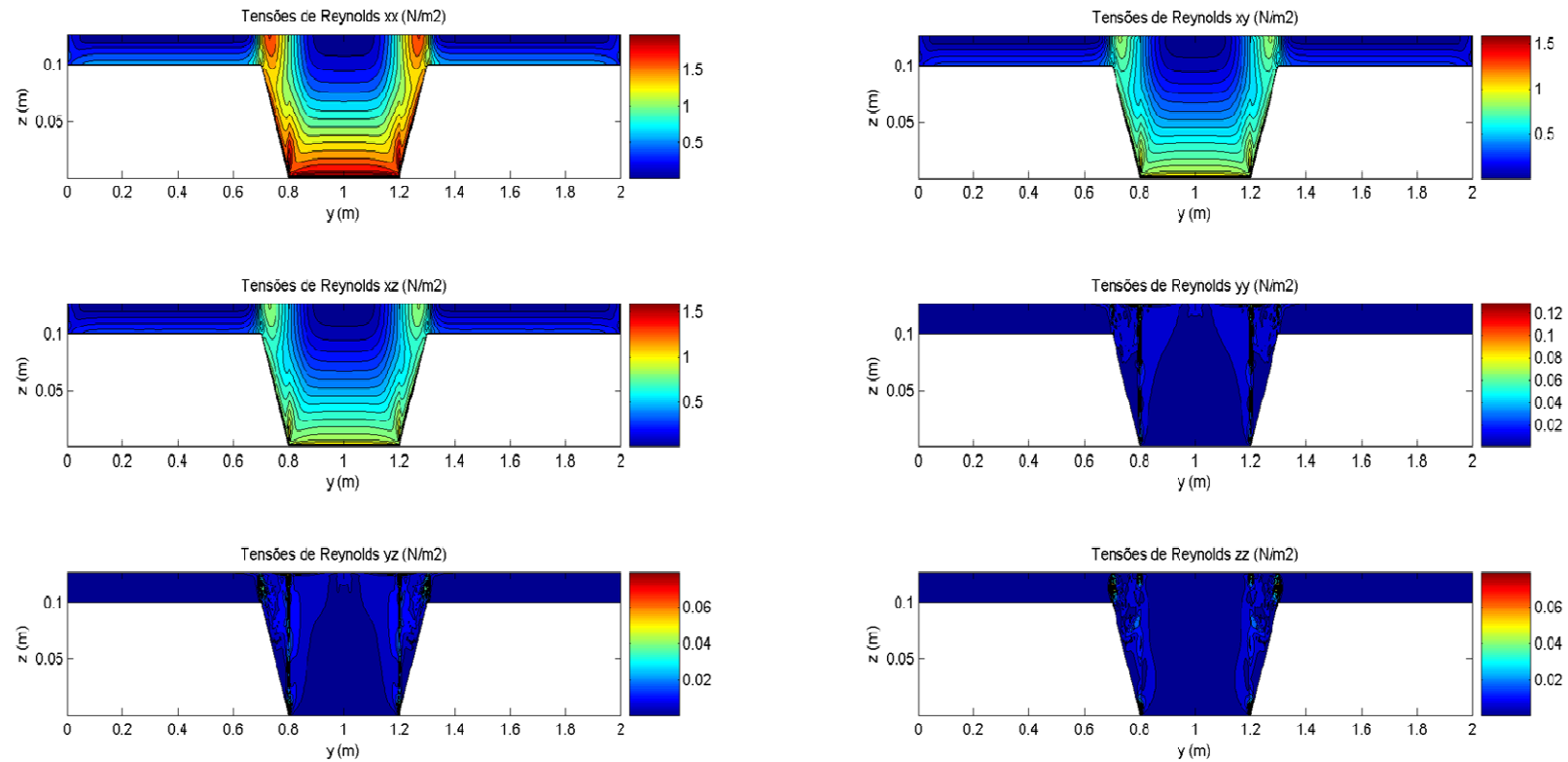


Figura 28 – Tensões de *Reynolds* em X7500 para $h_r=0,2$.

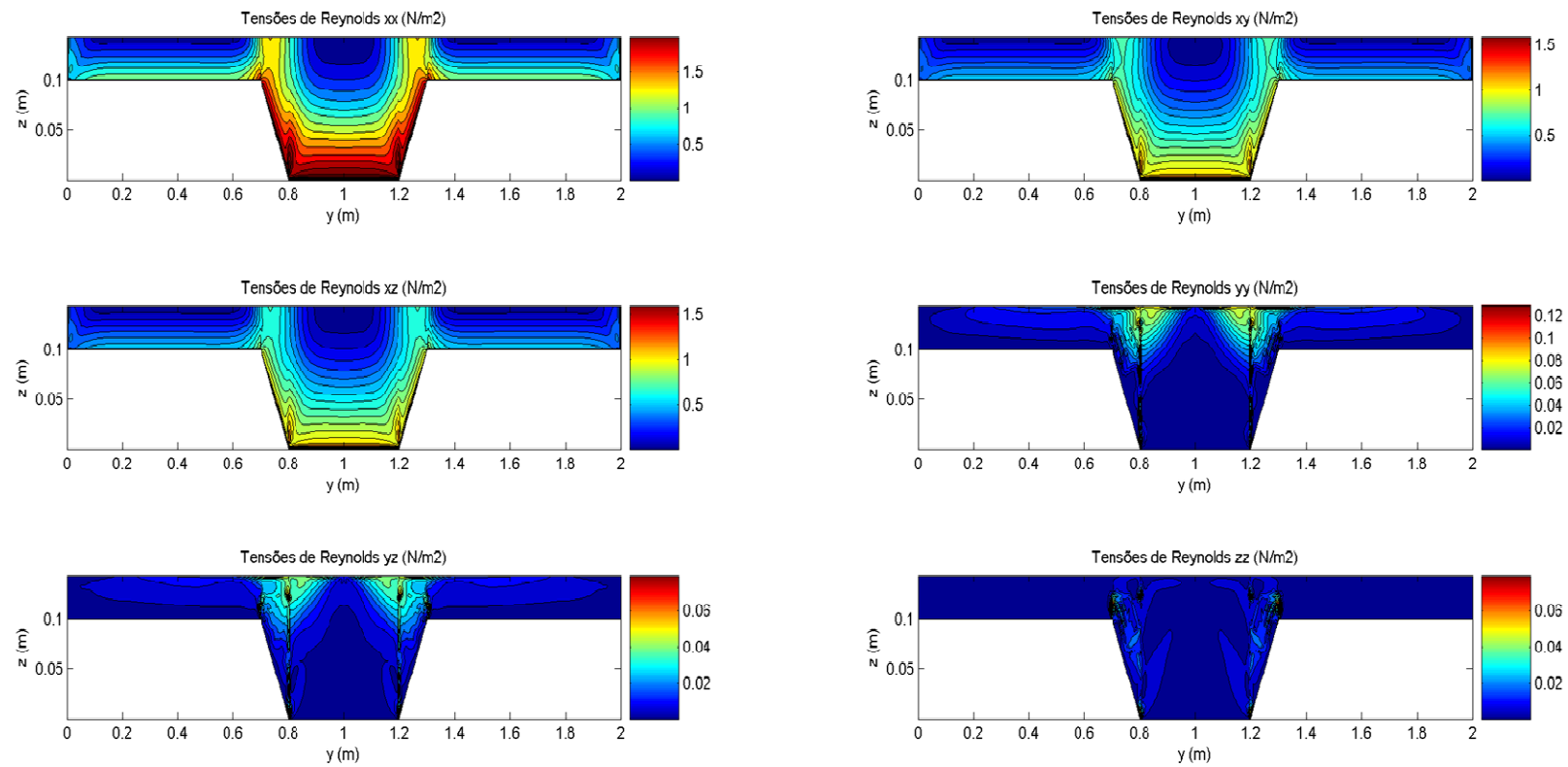


Figura 29 – Tensões de *Reynolds* em X7500 para $h_r=0,3$

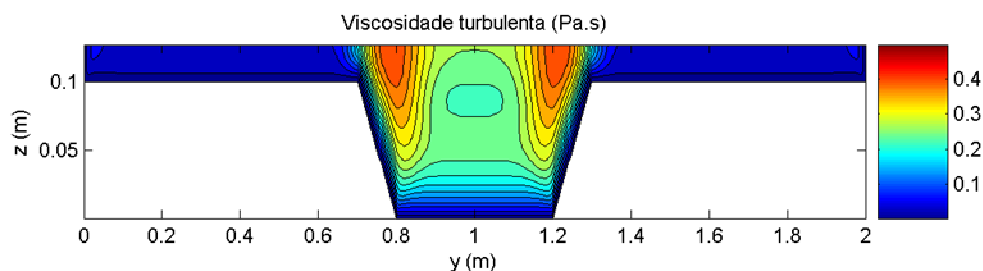


Figura 30 – Viscosidade Turbulenta em X7500 para $h_r=0,2$

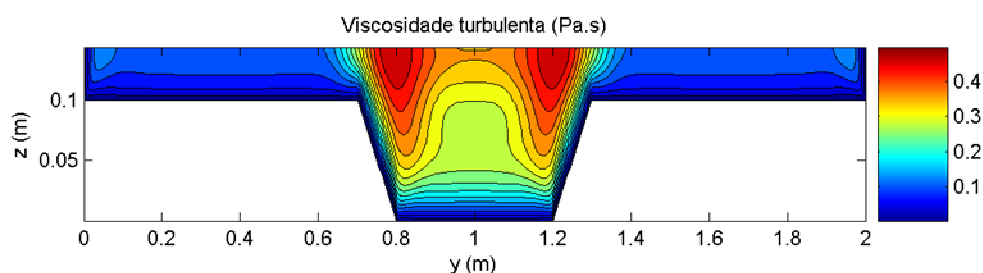


Figura 31 – Viscosidade Turbulenta em X7500 para $h_r=0,3$

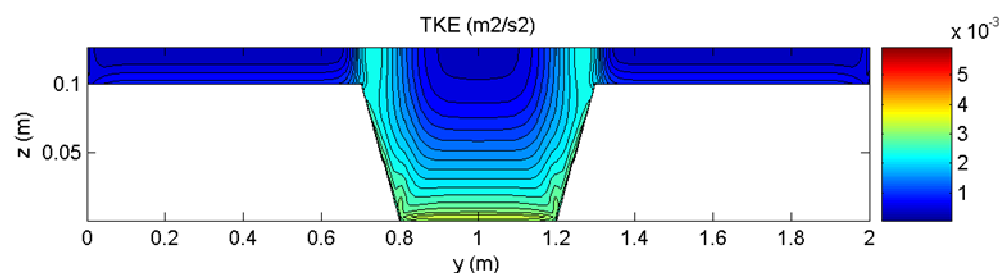


Figura 32 – Energia Cinética Turbulenta em X7500 para $h_r=0,2$

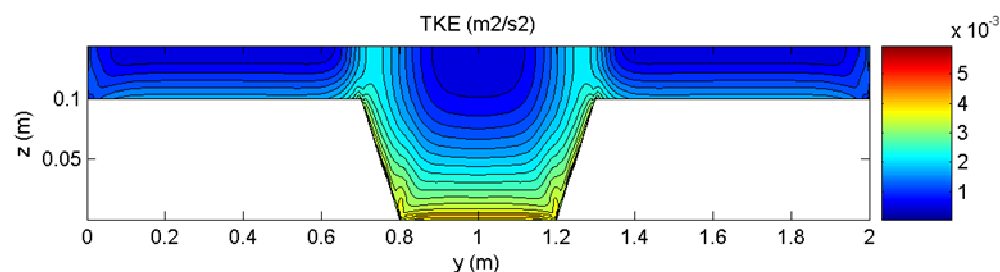


Figura 33 – Energia Cinética Turbulenta em X7500 para $h_r=0,3$

4.6. Avaliação da performance do modelo

Verificou-se que a performance do modelo $k-\varepsilon$ é relativamente boa. Apesar de não simular as correntes secundárias nem os vórtices de larga escala, como foi referido anteriormente no capítulo 4.2, o modelo serve de componente auxiliar para interpretar os resultados experimentais.

Para que a performance do modelo fosse a mais indicada, deveria analisar-se a convergência da malha, ou seja analisar vários tipos de malha (menos refinada e mais refinada) para que os resultados obtidos não dependessem da malha. Filonovich *et al.* (2010) comprovou que, para a malha utilizada no presente estudo, a solução obtida não depende da malha, pelo que não foi necessário realizar aquele procedimento. Nesse trabalho é demonstrado que a melhor solução a adoptar é um refinamento médio com 600.000 elementos. Obviamente que quanto maior o refinamento da malha melhores serão os resultados, mas maior será a sobrecarga computacional.

Nas Figs. 34 e 35 mostra-se a performance do modelo, comparando as velocidades de escoamento U obtidas com as medidas nos ensaios experimentais, para $h_r=0,2$ e $h_r=0,3$. Os resultados obtidos são claramente satisfatórios. Observa-se que na secção de 3,0 m existe uma diferença de resultados, mas que ao longo das secções do canal os dados numéricos vão-se aproximando dos dados experimentais. Verifica-se que, em geral os resultados experimentais são superiores aos numéricos, o que indica, tal como foi referido anteriormente, que a rugosidade imposta no modelo é demasiado elevada.

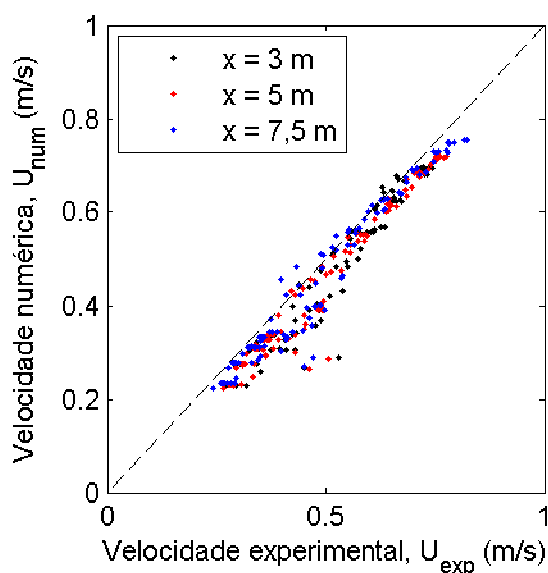


Figura 34 – Performance do modelo numérico com modelo experimental para $h_r=0,2$ (X3000, X5000 e X7500)

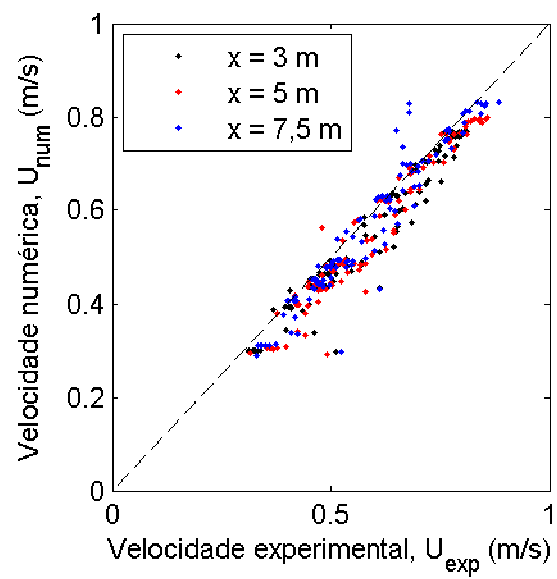


Figura 35 - Performance do modelo numérico com modelo experimental para $h_r=0,3$ (X3000, X5000 e X7500)

5.SIMULAÇÃO DE ESCOAMENTOS NÃO UNIFORMES

5.1.Descrição da simulação e do pré-processamento

As simulações de escoamentos em regime não uniforme apenas foram efectuadas para $h_r=0,2$, tendo-se realizado duas simulações: uma onde se utilizou um incremento a montante das velocidades nos leitos de cheia (+19% do caudal do leito de cheia em regime uniforme) e outra com uma diminuição a montante das velocidades nos leitos de cheia (-19% do caudal do leito de cheia em regime uniforme), ambas sem alterar o caudal total de 53,4 l/s.

5.2.Verificação da validade do procedimento de subdivisão do canal em dois trechos

Tal como aconteceu para o regime uniforme, no regime não uniforme também é necessário verificar se os resultados obtidos no “outlet”, ou seja, os resultados da secção de 4 m, dos primeiros 5 m simulados, quando inseridos no “inlet” dos restantes 5 m a simular não sofriam alterações. Nas Figs. 36, 37, 40 e 41 pode verificar-se que em termos de evolução dos caudais, tanto para $h_r=0,2$ (+19%) como para $h_r=0,2$ (-19%), os resultados coincidem e que o modelo $k-\epsilon$ apresenta um comportamento muito semelhante ao comportamento dos valores obtidos experimentalmente. Pode também observar-se nas Figs. 38 e 39 para $h_r=0,2$ (+19%) e Figs. 42 e 43 para $h_r=0,2$ (-19%), que o modelo $k-\epsilon$ representa correctamente a transição de caudais e a velocidade dos resultados da secção de 4 m, dos primeiros 5 m simulados, para os restantes 5 m a simular.

Tal como foi referido no capítulo 4.1, não só as características do canal são as mesmas (mesma geometria), como também foi aplicado o mesmo procedimento em relação à malha e aos dados inseridos no CFX. Foram alteradas as respectivas alturas de água no “outlet” e também as velocidades inseridas no “inlet”. No Quadro 3 apresentam-se os valores relativos aos caudais que foram estabelecidos nos ensaios experimentais de Pinto (2010).

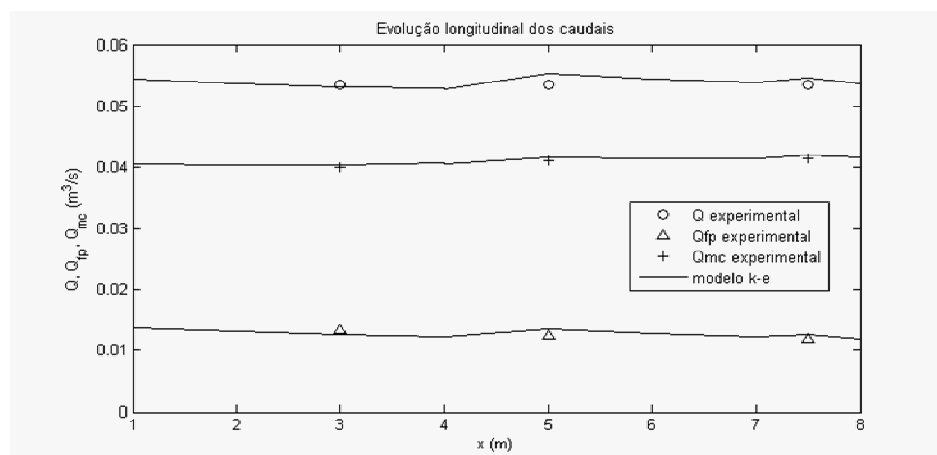


Figura 36 – Comparação da evolução longitudinal dos caudais experimentais e do modelo $k-\epsilon$ ($h_r=0,2$ +19%)

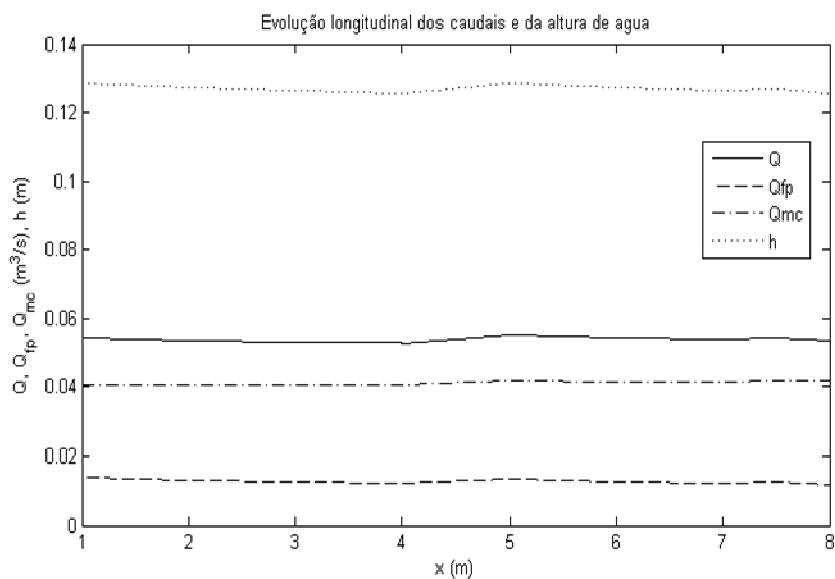


Figura 37 – Evolução longitudinal dos caudais e da altura de água ($h_r=0,2 +19\%$)

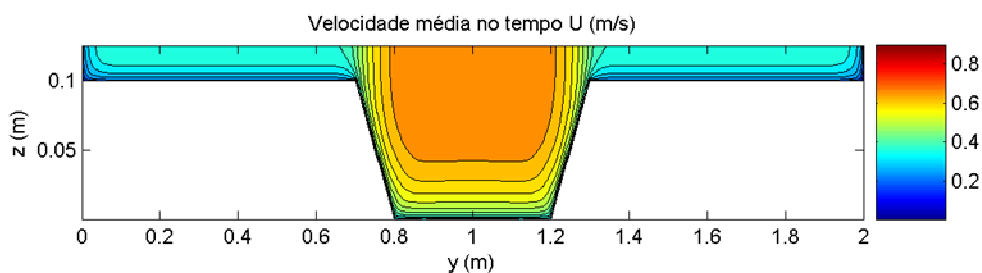


Figura 38 - Isolinhas correspondentes à velocidade média no tempo U para X4000 out ($h_r=0,2 +19\%$)

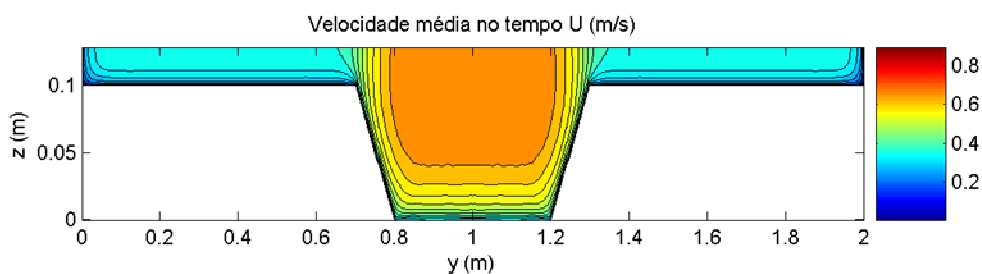


Figura 39 - Isolinhas correspondentes à velocidade média no tempo U para X4000 in ($h_r=0,2 +19\%$)

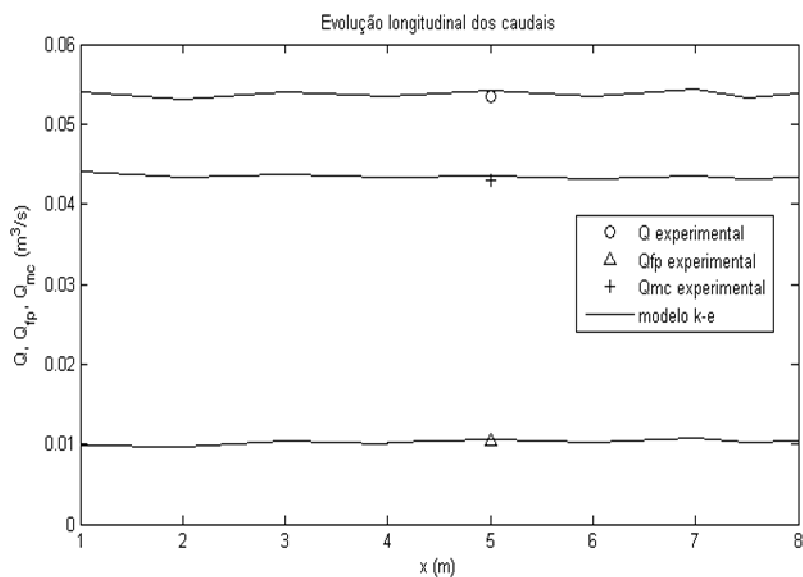


Figura 40 – Comparação da evolução longitudinal dos caudais experimentais e do modelo $k-\epsilon$ ($h_r=0,2$ -19%)

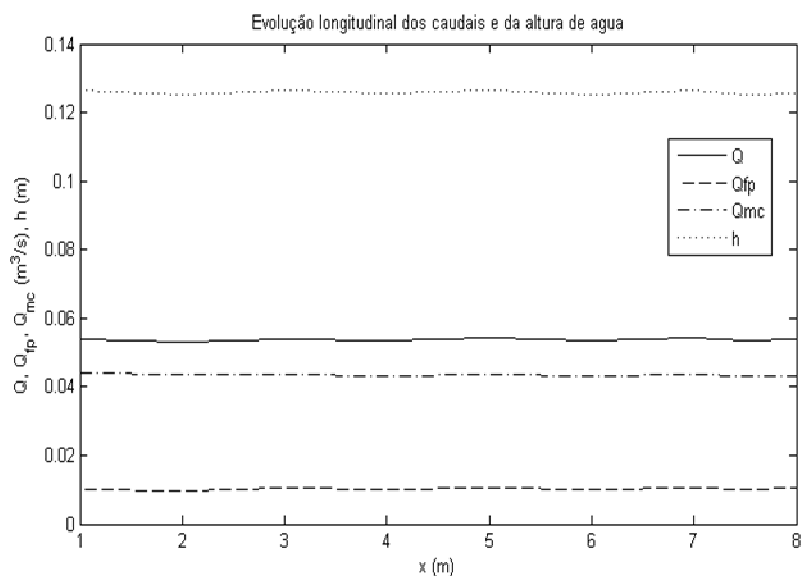


Figura 41 – Evolução longitudinal dos caudais e da altura de água ($h_r=0,2$ -19%)

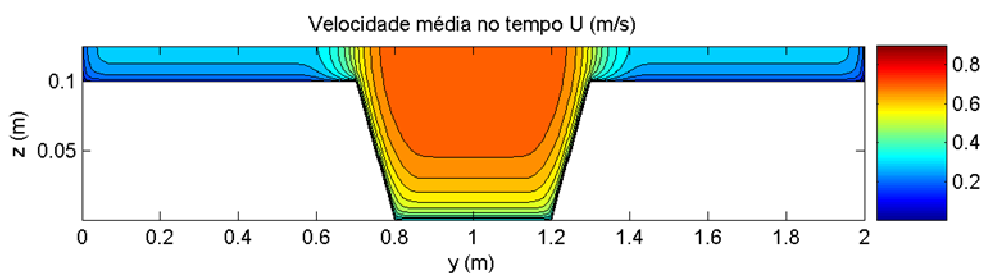


Figura 42 - Isolinas correspondentes à velocidade média no tempo U para X4000 out ($h_r=0,2$ -19%)

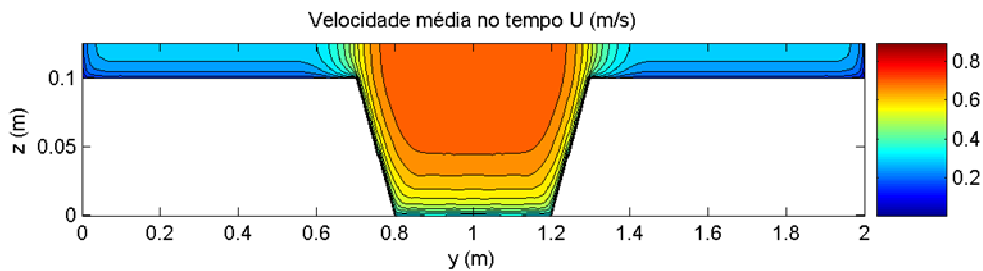


Figura 43 - Isolinas correspondentes à velocidade média no tempo U para X4000 in ($h_r=0,2$ - 19%)

Quadro 3 – Valor dos caudais fornecidos pelo LNEC, regime não uniforme

	$h_r=0,2$ (+19%)	$h_r=0,2$ (-19%)
Q_{lp} (l/s)	40,1	44,3
Q_{lc} (l/s)	13,2	9,1

5.3. Verificação do desenvolvimento da camada limite e da camada de mistura

As isolinas para o ensaio experimental $h_r=0,2$ (+19%) estão representadas na Fig. 44. Tal como esperado, verificam-se valores mais elevados no leito principal do que no leito de cheia. Ao longo do canal a velocidade vai diminuindo nos leitos de cheia e aumentando no leito principal, existindo assim uma transferência de massa dos leitos de cheia para o leito principal.

Comparando as isolinas do ensaio experimental com as isolinas simuladas, a maior diferença entre elas observa-se para $x=3,0$ m, enquanto para $x=5,0$ m e $x=7,5$ m não existe grande discrepância. A análise dos dados permite concluir que não há grande diferença em relação aos resultados para o regime de escoamento uniforme, constatando-se apenas que o escoamento não tem espaço suficiente para atingir o regime uniforme, ou seja, nunca chega a ser constante ao longo do canal.

Verifica-se uma diminuição das velocidades nos leitos de cheia e um aumento no leito principal, resultante da transferência de massa dos leitos de cheia para o leito principal, provocado pela sobrealimentação imposta a montante. Ainda assim, o aumento da camada de mistura é muito menor nos resultados experimentais do que nos resultados numéricos, evidenciando mais uma vez a dificuldade do modelo isotrópico $k-\epsilon$ em simular adequadamente a camada de mistura.

Em relação às isolinas para $h_r=0,2$ (-19%), apenas nos foram fornecidos, pelo LNEC, dados para X5000. Nas Figs. 45 e 46 estão representadas as isolinas do ensaio experimental e da respectiva simulação. Pode concluir-se que os resultados obtidos numericamente são muito idênticos aos do ensaio experimental, embora estes últimos apresentem maiores valores de U no leito principal.

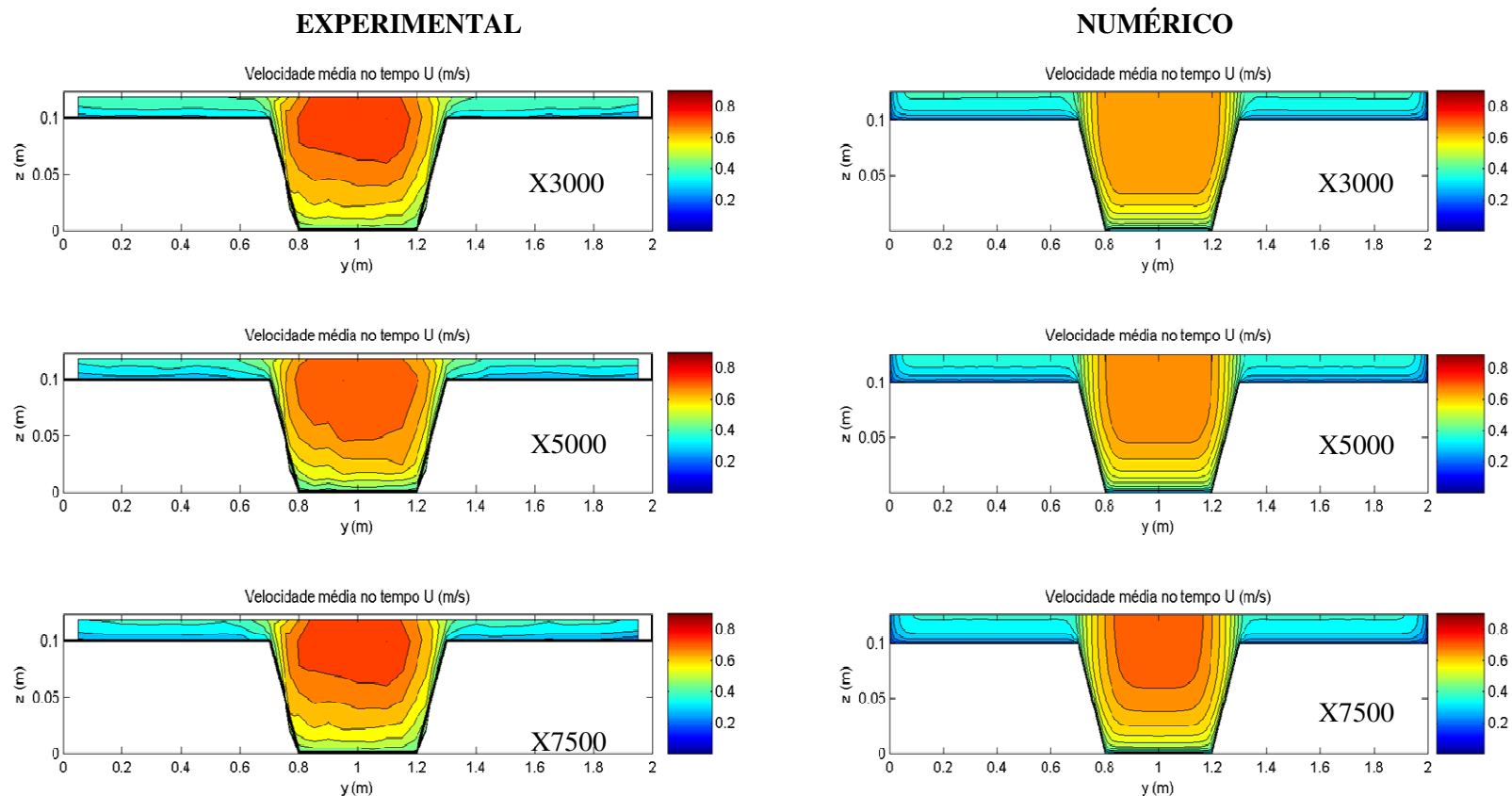


Figura 44 – Isolinhas experimentais e numéricas correspondentes à velocidade média no tempo U para X3000, X5000 e X7500 (regime uniforme $h_r=0,2 \pm 19\%$)

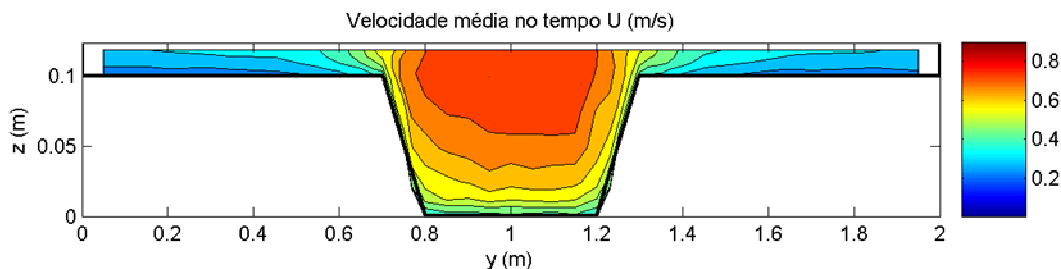


Figura 45 – Isolinhhas correspondentes à velocidade média no tempo U do ensaio experimental na $h_r=0,2$ (-19%), X5000

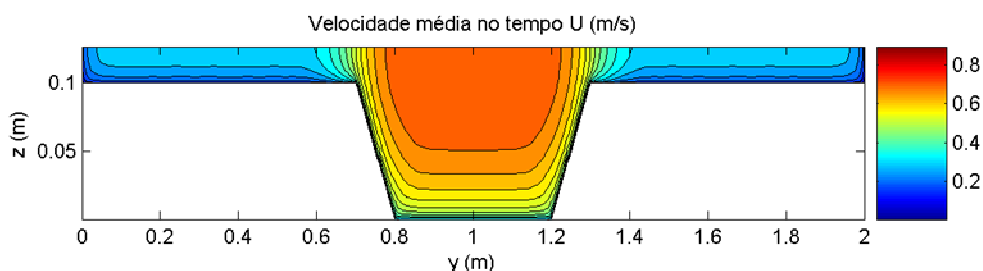


Figura 46 – Isolinhhas correspondentes à velocidade média no tempo U do ensaio simulado na $h_r=0,2$ (-19%), X5000

5.4. Verificação do desenvolvimento do regime não uniforme

Tal como referido no capítulo 4.4, o modelo $k-\varepsilon$ reproduz razoavelmente a distribuição transversal da velocidade, *i.e.*, prevê uma velocidade maior no leito principal e menor no leito de cheias, unidas por uma transição que coincide com a transição do fundo entre aqueles dois leitos.

Na Fig. 47, as distribuições transversais assumem um padrão semelhante, com valores dentro da mesma ordem de grandeza. Pode-se ainda observar a passagem de velocidades mais baixas nos leitos de cheia, devido a menor altura de escoamento, para velocidades mais elevadas no leito principal, de uma forma sinusoidal, que traduz uma uniformização de velocidades ao longo da secção. A mesma situação pode ser observada junto das paredes laterais do canal, onde se verifica um ligeiro abrandamento das velocidades, pois estas tendem para zero junto da superfície de contacto. Como era de esperar, as velocidades máximas verificam-se a meio do leito principal. É também de salientar que os resultados obtidos em regime não uniforme são diferentes dos resultados obtidos em regime uniforme, pois verifica-se que nos leitos de cheias existe uma diminuição da velocidade ao longo do canal, ocorrendo o contrário no leito principal. Isto significa que o escoamento não uniforme tende para o uniforme ao longo do canal, transferindo massa dos leitos de cheia para o leito principal.

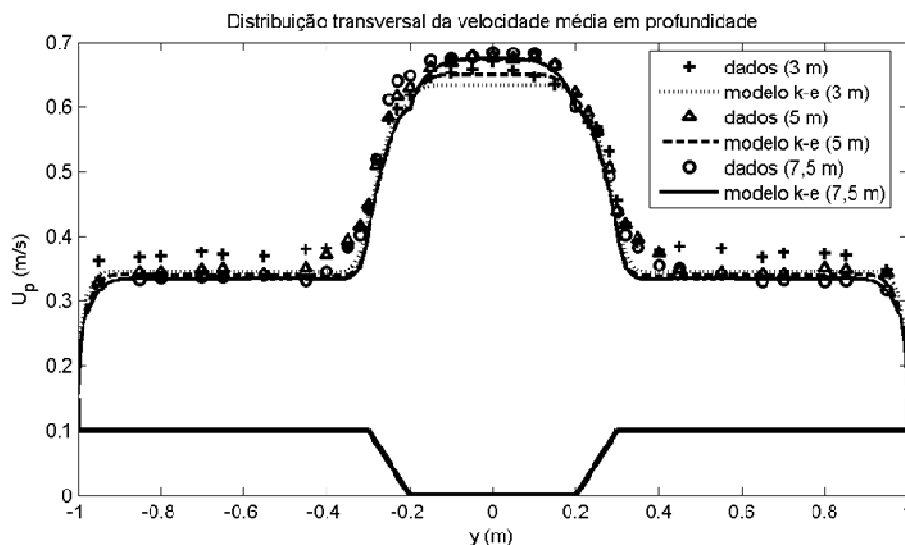


Figura 47 – Distribuição transversal da velocidade média em profundidade U_p , dados experimentais e dados simulados, para $h_r=0,2$ (+19%)

É também possível observar-se (Fig. 48) uma semelhança no padrão dos perfis das tensões de arrastamento nas três secções estudadas, nomeadamente com o aumento das referidas tensões, a partir das paredes laterais até à zona das interfaces, havendo um aumento brusco para posições mais próximas do leito principal. Na zona das interfaces, aproximadamente a meio destas, há uma descida acentuada das tensões, começando a subir novamente até meio do leito principal, onde geralmente se atingiram os valores máximos das referidas tensões. Comparando os valores com os do regime uniforme (Fig. 26) constata-se que os valores da tensão de arrastamento para o regime não uniforme são menores, indicando uma diminuição da turbulência gerada junto ao fundo.

Como referido anteriormente, em relação a $h_r=0,2$ (-19%), apenas foram fornecidos pelo LNEC dados para X5000. Na Fig. 49 pode observar-se que a distribuição das velocidades assume um padrão semelhante, mas neste caso os valores obtidos numericamente afastam-se dos valores obtidos experimentalmente, principalmente na camada de mistura no leito de cheia, onde há uma maior discrepância de valores. Isto significa que o alargamento da camada de mistura para os leitos de cheia, provocado pela transferência de massa nesse sentido, não é adequadamente simulado pelo modelo isotrópico $k-\epsilon$.

As tensões de arrastamento obtidas pelo modelo afastam-se dos resultados obtidos experimentalmente (Fig. 50) e, novamente no leito de cheia, existe uma maior discrepância. Mas é de salientar que os resultados obtidos na zona da interface são satisfatórios, pois os mesmos aproximam-se dos resultados experimentais, mostrando que o modelo simulou correctamente a tensão de arrastamento na zona da interface.

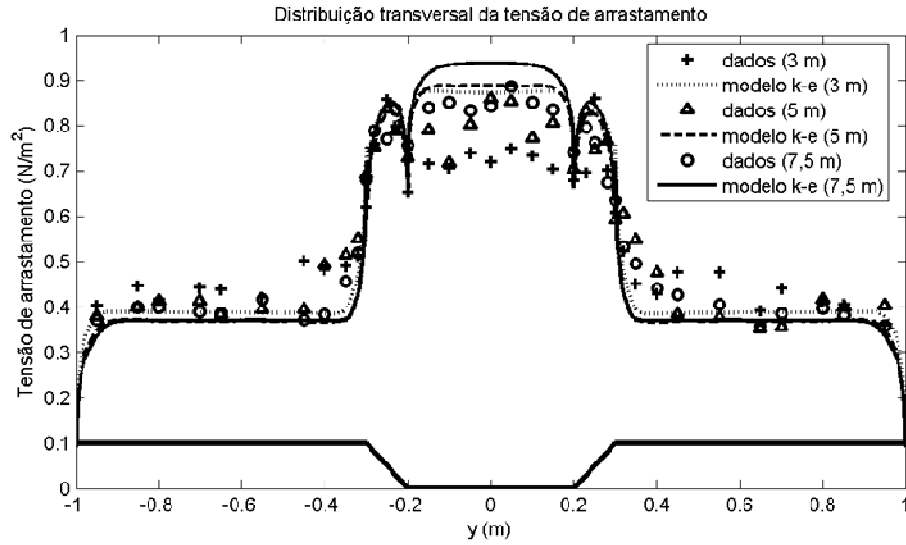


Figura 48 – Perfis das tensões de arrastamento, dados experimentais e simulados, em secção transversal para $h_r=0,2$ (+19%).

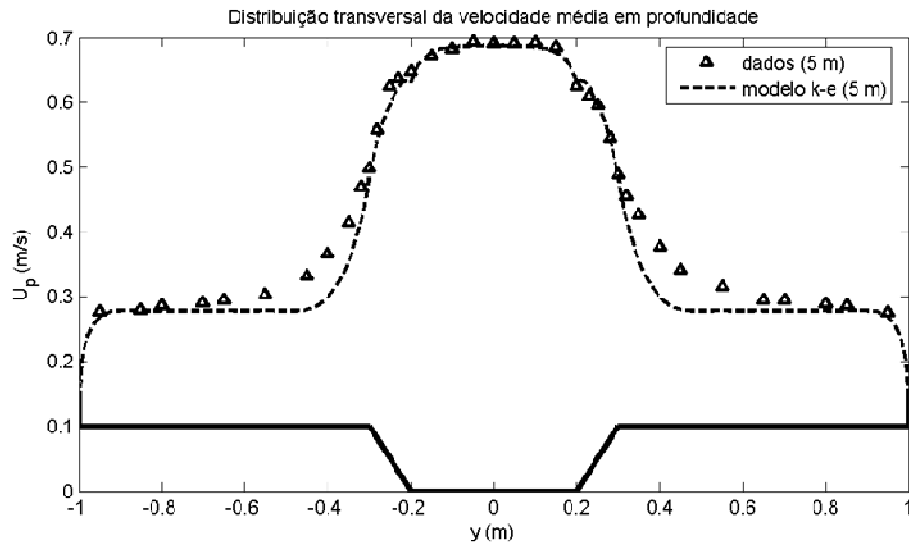


Figura 49 – Distribuição transversal da velocidade média em profundidade U_p , dados experimentais e dados simulados, para $h_r=0,2$ (-19%)

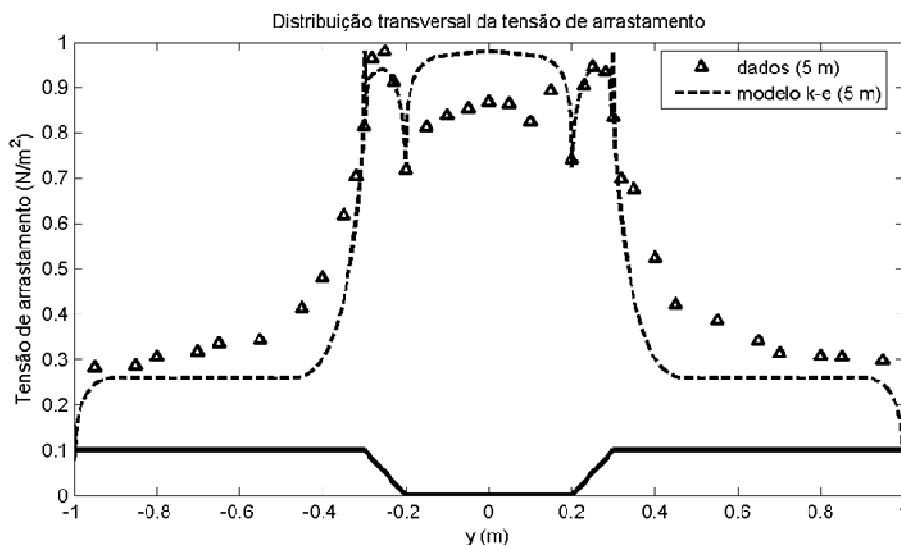


Figura 50 – Perfis das tensões de arrastamento, dados experimentais e simulados, em secção transversal para $h_r=0,2$ (-19%)

5.5. Análise da estrutura turbulenta

No domínio das estruturas turbulentas não nos foram fornecidos dados pelo LNEC de forma a poder efectuar a comparação entre os resultados experimentais e os simulados, pelo que se procede apenas à análise dos resultados do modelo.

No que se refere às tensões de *Reynolds*, verifica-se um aumento junto ao fundo e na zona de interface, tal como no caso do regime de escoamento uniforme. Na Fig. 51 pode-se observar que as maiores tensões encontram-se no leito principal (maior altura de água) e estão presentes apenas nas componentes xy e xz . Na componente yz as tensões são praticamente nulas. Verifica-se também que as tensões de *Reynolds* para uma $h_r=0,2$ (-19%) exibem resultados idênticos (Fig. 52), continuando a existir valores mais elevados nas zonas da interface e junto ao fundo.

Como pode observar-se na Fig. 53, verifica-se uma maior dissipação de energia na zona da interface. Em relação ao leito de cheia a dissipação de energia é muito inferior, pois a altura de água é menor.

TENSÕES DE REYNOLDS

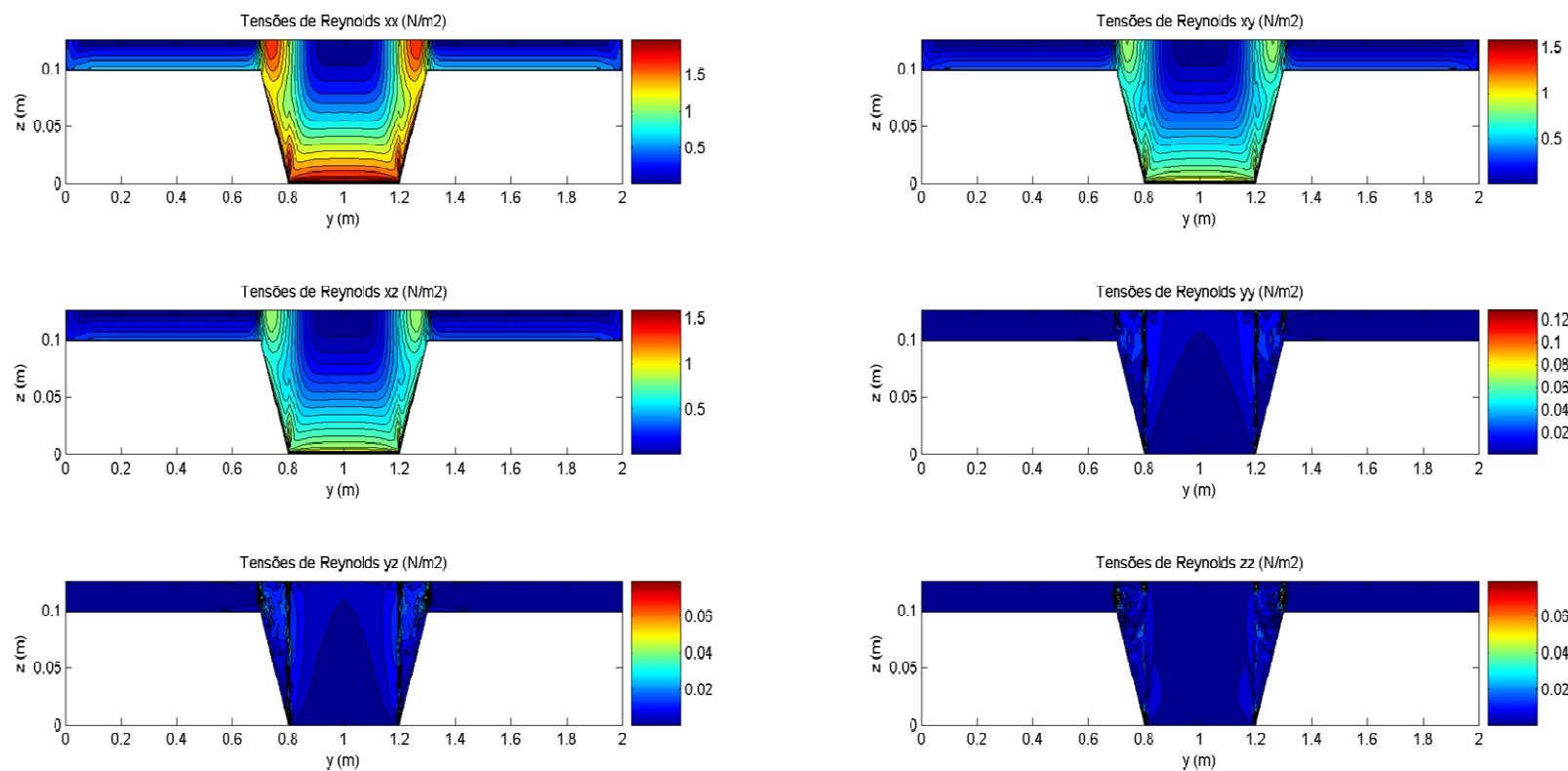


Figura 51 – Tensões de Reynolds em X7500 para $h_r=0,2$ (+19%).

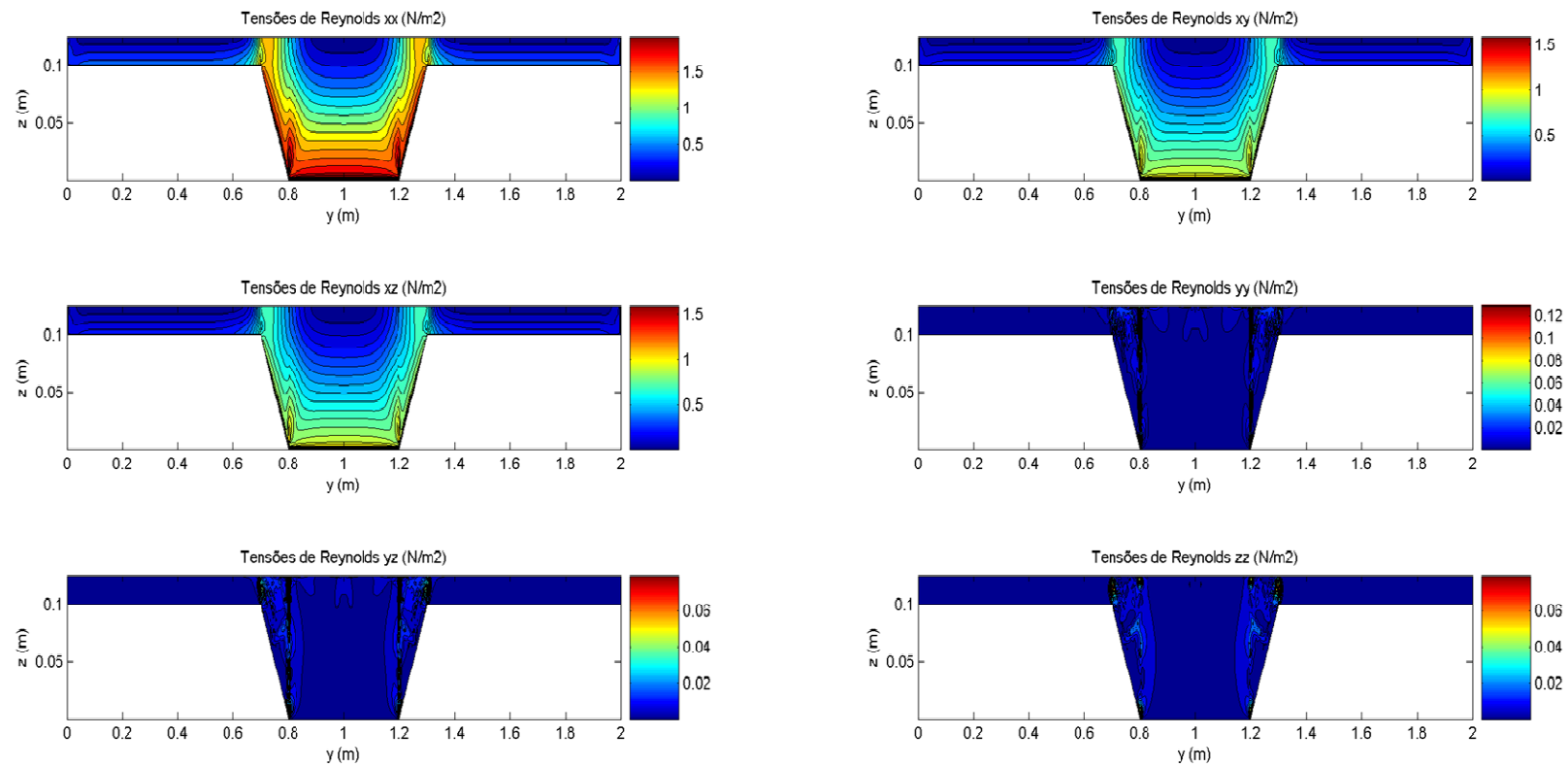


Figura 52 – Tensões de Reynolds em X7500 para $h_r=0,2$ (-19%)

Em termos de dissipação de energia, verifica-se uma diferença de resultados entre $h_r=0,2$ (+19%) e (-19%). Pode observar-se nas Figs. 53 e 54 que os valores de dissipação de energia na interface são claramente mais elevados para a situação +19% do que para -19%. Isto significa que, contrariamente ao que seria de esperar, a sobrealimentação dos leitos de cheia, à qual corresponde um menor gradiente dU/dy , provoca uma maior dissipação de energia na zona da interface. No centro do leito principal a dissipação de energia é maior para -19%, dado que a velocidade no leito principal é maior para essa situação e dado que a dissipação nessa região é essencialmente devida à interação do escoamento com o fundo.

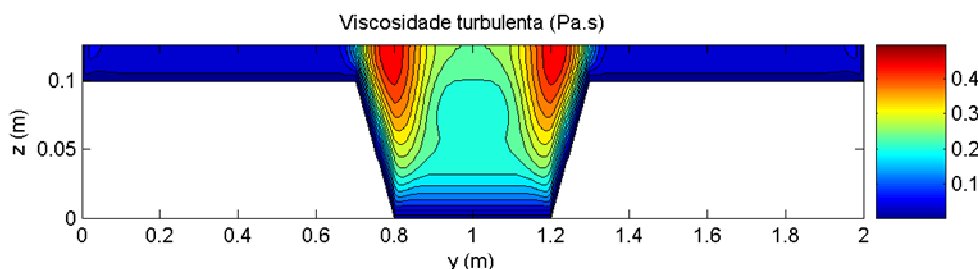


Figura 53 – Viscosidade Turbulenta em X7500 para $h_r=0,2$ (+19%)

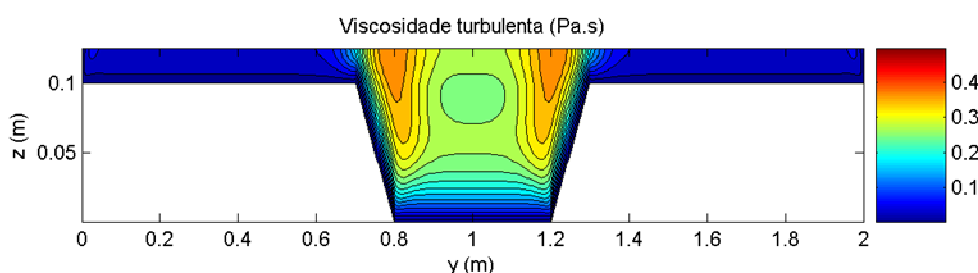


Figura 54 – Viscosidade Turbulenta em X7500 para $h_r=0,2$ (-19%)

Na Fig. 55 pode-se observar que ao longo do canal a energia cinética turbulenta aumenta no leito principal junto ao fundo e na zona da interface, para $h_r=0,2$ (+19%).

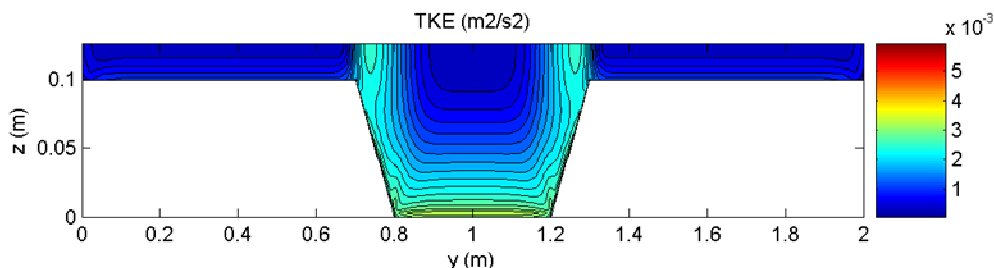


Figura 55 – Energia Cinética Turbulenta em X7500 para $h_r=0,2$ (+19%)

Novamente, na Fig. 56, pode-se observar que as isolinhas para $h_r=0,2$ (-19%) são idênticas às isolinhas para $h_r=0,2$ (+19%). Na interface inferior, os valores para a energia cinética turbulenta são maiores para $h_r=0,2$ (-19%), mas na interface superior já são inferiores.

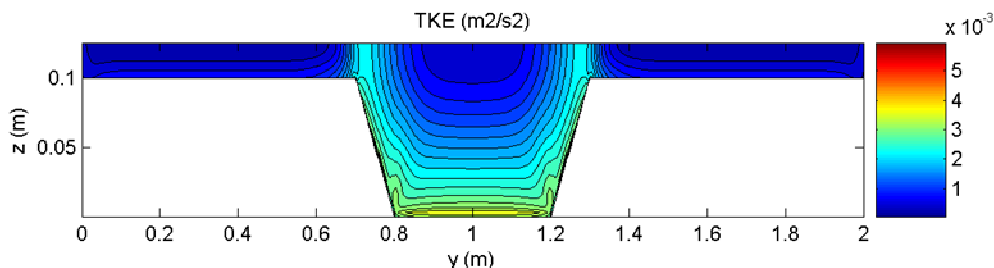


Figura 56 – Energia Cinética Turbulenta em X7500 para $h_r=0,2$ (-19%)

5.6. Avaliação da performance do modelo

Assim como foi referido no capítulo relativo ao regime de escoamento uniforme, verificou-se que a performance do modelo $k-\varepsilon$ é relativamente boa. Serve de componente auxiliar para interpretar os resultados experimentais, apesar de não simular adequadamente os vórtices de larga escala, como foi referido anteriormente no capítulo 4.5.

Nas Figs. 57 e 58 mostra-se a performance do modelo, comparando as velocidades de escoamento numéricas com as obtidas nos ensaios experimentais para $h_r=0,2$ (+19%) $h_r=0,2$ (-19%), respectivamente. Os resultados de -19% referem-se apenas à secção X5000.

A análise comparativa dos resultados é muito positiva. Observa-se que na secção de 3,0 m (X3000) existe uma diferença de resultados, mas que ao longo das secções do canal os dados numéricos vão-se aproximando dos dados experimentais, atingindo-se a melhor performance na secção de X7500 (maior correlação entre a velocidade experimental e a velocidade numérica). Para $h_r=0,2$ (-19%), apesar de apenas se dispor, para comparação, dos resultados de X5000, consegue-se observar que quanto maior a velocidade melhor a performance. Isto significa que o modelo comporta-se melhor no leito principal e que tem piores resultados junto das paredes, onde as velocidades são menores. Este facto deve-se, tal como foi referido anteriormente, ao facto do modelo não resolver a subcamada limite viscosa adoptando, em vez disso, funções de parede.

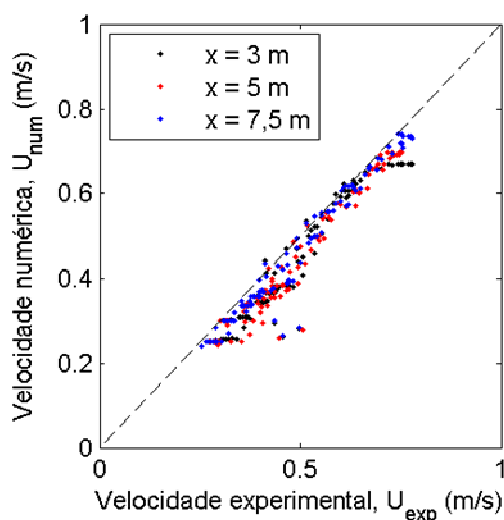


Figura 57 – Performance do modelo numérico com modelo experimental para $h_r=0,2$ (+19%), X3000, X5000 e X7500

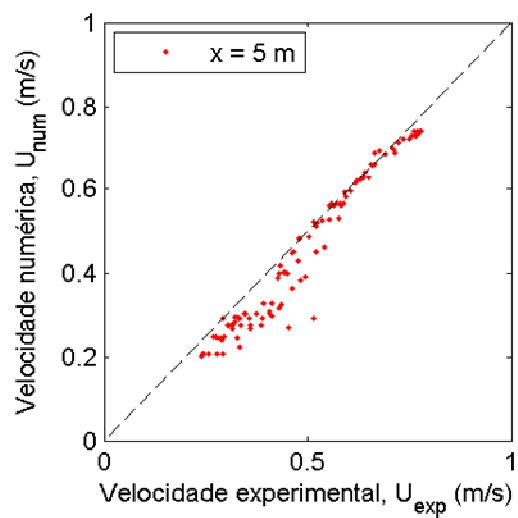


Figura 58 – Performance do modelo numérico com modelo experimental para $h_r=0,2$ (-19%), X5000

6.CONCLUSÃO E PROPOSTAS PARA ESTUDOS FUTUROS

Este estudo relata a avaliação da aplicação de um modelo numérico tridimensional para o escoamento em canal de secção composta, e os resultados da avaliação das previsões obtidas com um modelo experimental ensaiado no Laboratório Nacional de Engenharia Civil (LNEC).

As principais conclusões deste estudo podem-se resumir nos seguintes pontos:

- O procedimento de subdivisão do canal em dois trechos revelou-se adequado para $h_r=0,2$ (regime uniforme e não uniforme), mas não para $h_r=0,3$. A explicação para este facto deve residir na utilização da mesma malha para as duas alturas relativas, situando-se a região refinada para a zona da superfície livre (interface água-ar) sempre na cota da superfície livre correspondente a $h_r=0,2$. De qualquer modo o procedimento de subdivisão parece ser uma boa solução para contornar o problema de insuficiente capacidade de cálculo do computador.
- O modelo $k-\varepsilon$ com funções de parede permite simular o desenvolvimento da camada limite turbulenta. Mas os resultados numéricos junto às paredes afastam-se dos experimentais, o que não é surpreendente dado que a subcamada viscosa não foi resolvida. No caso dos regimes uniformes verificou-se que a 7,5 m da entrada a camada limite já estava desenvolvida, mas no caso dos regimes não uniformes tal não aconteceu.
- A largura da camada de mistura entre os leitos de cheia e o leito principal é maior nos resultados experimentais. Isto significa que o modelo isotrópico $k-\varepsilon$ não permite uma simulação exacta da camada de mistura, especialmente para $h_r=0,2$ onde os vórtices de larga escala são mais importantes. Para $h_r=0,3$ a camada de mistura prevista pelo modelo aproxima-se melhor da observada experimentalmente, mas os resultados experimentais apresentam uma inflexão das isolinhas perto da superfície no leito principal, devida às correntes secundárias, que não é capturada pelo modelo isotrópico.
- No regime não uniforme $h_r=0,2 +19\%$, ao longo do canal, a velocidade vai diminuindo nos leitos de cheia e aumentando no leito principal, confirmando-se a existência de transferência de massa dos leitos de cheia para o leito principal, que é simulada razoavelmente.
- O modelo $k-\varepsilon$ reproduz razoavelmente a distribuição transversal da velocidade média em profundidade, *i.e.*, prevêem uma velocidade maior no leito principal e menor no leito de cheias, unidas por uma transição que coincide com a transição do fundo entre aqueles dois leitos. Os resultados são melhores para o regime uniforme $h_r=0,3$ do que para $h_r=0,2$. A situação em que os resultados numéricos se afastam mais dos experimentais é o regime não uniforme $h_r=0,2 (-19\%)$, pois a transferência de massa ocorre do leito principal para os leitos de cheia aumentando muito a largura da camada de mistura medida experimentalmente.
- Observa-se uma semelhança no padrão dos perfis das tensões de arrastamento nas três secções estudadas e para todos os tipos de redime, nomeadamente com o aumento das

referidas tensões, a partir das paredes laterais até à zona das interfaces, havendo um aumento brusco para posições mais próximas do leito principal. Na zona das interfaces, aproximadamente a meio destas, há uma descida acentuada da tensão, começando a subir novamente até ao meio do leito principal, onde geralmente se atingem os valores máximos. Genericamente, os resultados numéricos são superiores aos experimentais indicando que provavelmente a rugosidade utilizada no modelo é demasiado alta. Apesar disso o modelo parece prever com algum rigor os valores da tensão de arrastamento na zona da interface.

- Observa-se um aumento das tensões de *Reynolds* ao longo do canal, junto ao fundo e à interface. Contrariamente ao que acontece para $h_r=0,2$, os valores das tensões para $h_r=0,3$ são maiores no fundo e menores na zona da interface, pois a turbulência gerada junto às paredes sólidas é maior, mas a turbulência gerada na camada de mistura é menor. Nos casos dos regimes não uniformes as tensões na interface são maiores para a destabilização +19%, correspondente a transferência de massa dos leitos de cheia para o leito principal, do que para a destabilização -19%, onde a transferência de massa se dá no sentido contrário.
- A maior dissipação de energia ocorre na zona da interface e junto ao fundo. Ao longo do canal, à medida que o regime tende para uniforme, também se vai verificando uma menor dissipação. Em termos de dissipação de energia, não há uma grande variação entre as duas alturas relativas estudadas. Porém, os regimes não uniformes apresentam algumas diferenças. Nomeadamente, os valores de dissipação de energia na interface são claramente mais elevados para a destabilização +19% do que para -19%. Isto significa que, contrariamente ao que seria de esperar, a sobrealimentação dos leitos de cheia, à qual corresponde um menor gradiente dU/dy , provoca uma maior dissipação de energia na zona da interface.
- A performance do modelo, no que respeita à velocidade longitudinal U , é bastante satisfatória para todos os escoamentos simulados, sendo os resultados melhores obtidos na secção mais a jusante e nas regiões de maior velocidade. Isto significa que o modelo comporta-se melhor no leito principal e que tem piores resultados junto das paredes onde as velocidades são menores. Em geral, os resultados experimentais são superiores aos numéricos, o que indica, tal como foi referido anteriormente, que a rugosidade imposta no modelo é demasiado elevada.

Resumindo, conclui-se que a modelação RANS 3D através do modelo de fecho isotrópico $k-\varepsilon$ permite obter resultados satisfatórios para escoamentos em canais de secção composta. Porém, apresenta algumas discrepâncias nas regiões onde as hipóteses simplificativas do modelo de fecho não são válidas, *i.e.* onde existem estruturas turbulentas anisotrópicas, como é o caso das camadas de mistura existentes entre os leitos de cheia e o leito principal. A performance do modelo é ainda condicionada pela altura relativa do escoamento, h_r , e pelo tipo de escoamento (regime uniforme *vs.* regime não uniforme), dado que para cada situação a estrutura turbulenta sofre alterações o que faz com que se possa aproximar ou afastar da estrutura isotrópica simulada. Nas regiões em que o escoamento apresenta uma estrutura 2D (centro dos leitos), o modelo parece fornecer resultados muito fiáveis, cuja qualidade está condicionada pela correcta estimação da rugosidade das fronteiras.

Tendo em conta as conclusões expostas anteriormente, propõe-se que em estudos futuros sejam abordados os seguintes aspectos:

- Verificar a sensibilidade dos resultados à alteração da rugosidade das paredes;
- Alterar a malha para $h_r=0,3$ de modo a evitar as pequenas instabilidades encontradas quando se transpõem os resultados da secção 4 m do primeiro trecho de canal modelado para a secção de montante (“*inlet*”) do segundo trecho de canal;
- Continuar as simulações e as comparações dos resultados simulados com os resultados experimentais para $h_r = 0,3$, em regime não uniforme. Se possível, comparar os resultados numéricos do campo turbulento com dados experimentais;
- Utilizar o modo de simulações periódicas preconizando apenas um fluido no domínio de cálculo, *i.e.* modelando a superfície livre como uma fronteira sólida;
- Utilizar outros modelos de fecho (por exemplo, modelo $k-\varepsilon$ não linear), para uma melhor simulação das correntes secundárias e dos vórtices de larga escala.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

1. Batchelor, G.K. (1967). “*An Introduction to Fluid Dynamics*”. Cambridge University Press. ISBN 0521663962.
2. Bousmar, D. e Zech, Y. (1999). “Momentum transfer for practical flow computation in compound channels.” *Journal of Hydraulic Engineering*, 125(7), pp. 696-706.
3. Boussinesq, J. (1877). “Essai sur la theorie des eaux courantes” (Essay on the theory of water flow). *Memoires Academie de Science* (Paris), 23(1), pp. 601-680. (não consultado)
4. Biswas, R. e Strawn, R.C. (1998). “Tetrahedral and hexahedral mesh adaptation for CFD problems”. *Applied Numerical Mathematic, Volume 26*.
5. Bradbrook, K.F., Biron, P., Lane, S.N., Richards, K.S. e Roy, A.G. (1998). “Investigation of controls on secondary circulation and mixing processes in a simple confluence geometry using a three-dimensional numerical model”. *Hydrological Processes* 12, pp. 1371-1396.
6. Carter, J. e Williams, J. (2008). “Large eddy simulation of a long asymmetric compound open channel”. *Journal of Hydraulic Research, Vol.46, N°4, pp.445-453*.
7. Casey, M. e Wintergerte, T. (2000). “Best Practice Guidelines”. *Brussels: European Research Community on Flow, Turbulence and Combustion*.
8. Cokljat, D. e Younis, B. (1995). “Second Order Closure Study of Open-channel Flows”. *Journal of Hydraulic Engineering*, 121(2), pp. 94-107.
9. Cokljat, D. e Kralj, C. (1997). “On the Choice of Turbulence Model for Prediction of Flown Over River Bed Forms”. *Journal of Hydraulic Engineering*, 31, n°3, pp. 355-361.
10. Filonovich M., Sousa V., Meireles I., Bombardelli F. A., Ferreira R. F., Rojas-Solorzano L. R. e Leal J. B. (2009). “Avaliação da performance de códigos CFD na previsão da velocidade em canais de secção composta”. *Actas de III Conferência Nacional em Mecânica de Fluidos, Termodinâmica e Energia, MEFTE – Bragança 09*.
11. Filonovich M., Azevedo R., Rojas-Solorzano L. R. e Leal J. B. (2010). “Simulation of the velocity field in compound channel flow using different closure models”. *Proceedings 1st European IAHR Congress, Edinburgh, 6-4 May (editado em CD-Rom)*.
12. Franke J., Hellsten A., Schlunzen H. e Carrisimo B. (2007). “*Best Practice Guideline for the CFD Simulation of Flows in the Urban Environment*”. Cost office.

13. Harlow, F.H. e Nakayama, P.I. (1967). "Turbulence Transport Equations", *Physics of Fluids*, 10, pp. 2323-2332.
14. Hirt, C.W. e Nichols, B.D. (1981), "Volume of fluid (VOF) method for the dynamics of free boundaries", *Journal of Computational Physics* 39 (1): 201.
15. Jing, H., Guo, Y., Li, C. e Zhang, J. (2009). "Three-dimensional numerical simulation of compound meandering open channel flow by the Reynolds stress model". *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, 59, pp.927-943.
16. Kolmogorov, A.N. (1942). "Equations of turbulent motion of an incompressible fluid". *IZV Akad. Nauk. USSR, Ser. Phys.*, Vol. 6, pp. 56-58. (translated into English by D.B. Spalding, as Imperial College, Mechanical Engineering Department Report ON/6, 1968, London, U.K.).
17. Knight, D.W. e Shiono, K. (1990). "Turbulent measurements in a shear layer region of a compound channel". *Journal of Hydraulics Research*, 28, pp. 175-196.
18. Launder, B.E. e Ying, W.M. (1973). "Prediction of flow and heat transfer in ducts of square cross-section". In: *Proc. Inst. Mech. Eng.* 187, pp. 455-461.
19. Launder, B.E. e Spalding, D.B. (1974). "The numerical computation of turbulent flows". *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering* 3, 267-289.
20. Massey, B.S. (2002). "Mecânica dos fluidos". Fundação Calouste Gulbenkian, Lisboa, Portugal.
21. Naden, P., Wilson, C.A.M.E. e Shiono, K. (2006). "Inter-Comparison of CFD codes using data from a Large-Scale physical model. 7th International Conference on Hydroinformatics, Nice, France.
22. Nezu, I. e Rodi, W. (1986), "Open channel flow measurements with a laser Doppler anemometer", *Journal of Hydraulic Engineering*, ASCE, Vol. 112, N°5, pp.335-55.
23. Nezu, I. e Nakagawa, H. (1993). "Turbulence in Open-Channel Flows". *Balkema*.
24. Nezu, I. (1994). "Compound Open-Channel Turbulence and its Role in River Environment". *Department of Civil and Global Environment Engineering, Kyoto University, Japan*.
25. Nezu, I. e Nakayama, T. (1997). "Space-time correlation structures of horizontal coherent vortices in compound open-channel flows by using particle-tracking velocimetry". *Journal of Hydraulics Research*, 25, n°2, pp. 191-208.
26. Nezu, I., Onitsuka, K. e Iketani, K. (1999). "Coherent horizontal vortices in compound open-channel flows". *Hydraulic Modeling* (ed. Singh *et al.*), Water Resources Pub, Colorado, 17-32.
27. Noat, D. e Rodi, W. (1982). "Calculation of secondary currents in channel flow." *Journal of Hydraulic Engineering*, ASCE, 108(8), pp. 948-968.

28. Olsen N. (1999). “Computational Fluid Dynamics in Hydraulic and Sedimentation Engineering”.
29. Pezzinga, G. (1994). “Velocity distribution in compound channel flows by numerical modeling”. *Journal of Hydraulic Engineering*, ASCE 120(10), pp. 1176–1197.
30. Pinto D. (2010). “Caracterização experimental de escoamentos em secção composta”. Dissertação apresentada na Faculdade de Ciências e Tecnologia da Universidade Nova de Lisboa para obtenção do grau de mestre em Engenharia Civil – Perfil de Construção.
31. Prandtl, L. (1945). “Über ein neues formelsystem für die ausgebildete turbulenz” (On a new formation for the fully developed turbulence). *Nachr. Akad. Wiss. (Report of Academy of Sciences)* Gottingen, Germany.
32. Prooijen, B.C.V., Battjes, J.A. e Uijttewaai, W.S.J. (2005). “Momentum exchange in straight uniform compound channel flow”. *Journal of Hydraulic Engineering*, 131(3), 175-183.
33. Rodi, W. (1993). “Turbulence Models and Their Application in Hydraulics”. *Balkema*.
34. Sellin, R.H.J. (1964). “A laboratory investigation into the interaction between the flow in the channel of a river and that over its floodplain”. *La Houille Blanche*, 7, pp. 793-802.
35. Sounders, D.T. e Hirt, C.W. (1998). “Modeling Roughness Effects in Open Channel Flows”. *Flow Science, Inc.*
36. Sofialidis, D. e Prinos, P. (1998). “Compound open-channel flow modeling with nonlinear low-Reynolds k- ϵ models”. *Journal of Hydraulic Engineering*, 124(3), pp. 253-262.
37. Shiono, K., Scott, C.F. e Kearney, D. (2003). “Prediction of solute transport in a compound channel using turbulence models”. *Journal of Hydraulic Research*, 41(3), pp. 247–258.
38. Shih, T.-H., Zhu, J. e Lumley, J.L. (1995). “A new Reynolds stress algebraic equation model”. *Comput. Methods Appl. Mech. Engrg.*, 125, pp. 287-302.
39. Smagorinsky, J. (1963). “General circulation experiments with primitive equations”. *Mon. Weather Rev.*, Vol 91, pp. 99-164.
40. Teixeira E. (2011). “Estudos experimentais em regime uniforme e não uniforme em canais de secção composta”. Dissertação apresentada na Faculdade de Ciências e Tecnologia da Universidade Nova de Lisboa para obtenção do grau de mestre em Engenharia Civil – Perfil de Construção. (Aguarda Prova Publica)
41. Tominga, A. e Nezu, I. (1991). “Turbulent structure in compound open-channel Flows”. *Journal of Hydraulic Research*, pp. 21-41-

42. Versteeg, H.K. e Malalasekera, W. (2007). “An Introduction to Computational Fluid Dynamics”. *The Finite Volume Method. Second edition*. Pearson Education Limited, England.
43. Wilson, C.A.M.E., Bates, P.D. e Hervouet, J. (2002). “Comparison of turbulence models for stage-discharge rating curve prediction in reach-scale compound channel flows using two-dimensional finite element methods”. *Journal of Hydraulics Research*, 257, pp. 42-58.
44. Wright, N.G. (2001). “Conveyance Implication for 2-D and 3-D Modelling”. *Report for HR Wallingford and the Environment Agency*.
45. Yakhot, V., Orszag, S.A., Thangam, S., Gatski, T.B. e Speziale, C.G. (1992). “Development of turbulence models for shear flows by a double expansion technique”. *Physics of Fluids A –Fluid Dynamics* 4, pp. 1510-1520.